

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 7 NOVEMBRE 1949.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES JACOB.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DÉS MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **PRÉSIDENT** souhaite la bienvenue à M. **JOHN A. WHEELER**, Professeur à l'Université de Princeton, qui assiste à la séance.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la possibilité de produire dans un milieu uranifère des réactions nucléaires en chaîne illimitée.* Note de MM. **HANS HALBAN junior**, **FRÉDÉRIC JOLIOT** et **LEW KOWARSKI**, retirée du pli cacheté n° 11 620, déposé le 30 octobre 1939, ouvert à la demande des auteurs, le 18 août 1948.

On sait que l'uranium irradié par les neutrons, subit une rupture nucléaire très exoénergétique. Lorsque ce phénomène est produit par les neutrons thermiques, il comporte une émission de neutrons rapides secondaires; il est probable (bien que non démontré) qu'une émission analogue accompagne la rupture produite par les neutrons rapides qui sont, d'ailleurs, beaucoup moins efficaces que les neutrons thermiques. Il a été mis en évidence que le nombre de neutrons secondaires libérés, en moyenne, lors d'une rupture provoquée par un neutron thermique, est de l'ordre de 3 à 4.

On conçoit que si le milieu uranifère contient un élément capable de ralentir les neutrons jusqu'à l'état thermique, on peut s'attendre à ce qu'une certaine fraction des neutrons secondaires provoque, après ralentissement, de nouvelles ruptures. Si cette fraction est supérieure à 1, une réaction à chaîne explosive pourrait prendre naissance au sein de la masse uranifère et s'y propager, sous certaines conditions, le nombre de ruptures se développant suivant une progression géométrique.

Condition nécessaire pour le développement d'une chaîne divergente. — La discussion des possibilités d'une telle chaîne exige la connaissance de ce qui peut advenir à chacun des neutrons présents dans le système, que nous

supposons limité et ne contenir que les éléments U, H, O (oxyde d'urane mouillé avec de l'eau).

Un neutron introduit ou produit dans le système y diffusera jusqu'à ce qu'il subisse un des sorts suivants :

1° Diffusion hors du système;

2° Absorption par le milieu lorsqu'il n'a pas encore atteint l'énergie thermique. Parmi les processus d'absorption de cette catégorie, l'absorption par résonance par l'uranium est fortement prédominante; elle ne provoque pas de rupture;

3° Absorption dans le milieu après que le neutron ait atteint l'énergie thermique. Trois processus sont ici à distinguer :

absorption dans l'hydrogène (celle dans l'oxygène est négligée);

absorption dans l'uranium sans rupture consécutive;

absorption dans l'uranium conduisant à la rupture.

La probabilité pour qu'un neutron quelconque provoque une rupture s'exprime par le produit de deux facteurs :

a. Probabilité d'être absorbé comme neutron thermique;

b. Probabilité, dans ce cas, de provoquer une rupture et non d'être absorbé par capture radiative dans U ou H.

Le facteur a peut être exprimé par le produit $(1 - \alpha)(1 - p)$ où p est la probabilité d'être absorbé par résonance dans un milieu infiniment étendu et α la probabilité moyenne (étendue à tous les neutrons introduits ou produits dans le système) de s'évader du système par diffusion, avant d'être absorbé comme neutron thermique et en faisant abstraction des possibilités d'absorption par résonance.

Le facteur b peut être décomposé à son tour en $(1 - r)$ et $(1 - s)$, où

$$r = \left(\frac{c_H \sigma_H}{c_H \sigma_H + c_U (\sigma_{Ucap} + \sigma_{Urup})} \right)_{therm} \quad \text{et} \quad s = \frac{\sigma_{Ucap}}{\sigma_{Ucap} + \sigma_{Urup}}.$$

Si ν désigne le nombre de neutrons produits, en moyenne, par rupture, le nombre de ceux d'entre eux qui provoquent des ruptures nouvelles sera

$$\nu'' = (1 - \alpha)(1 - p)(1 - r)(1 - s)\nu$$

ou encore, en posant $\nu' = \nu(1 - s)$:

$$\nu'' = (1 - \alpha)(1 - p)(1 - r)\nu'.$$

C'est cette grandeur qui est caractéristique pour le développement de la chaîne. La condition nécessaire pour que la chaîne soit divergente est

$$\nu'' > 1.$$

Discussion de la valeur numérique de ν'' . — Cette valeur dépend des quatre

grandeurs ν' , α , p , r . En ce qui concerne ν' , sa valeur peut être déduite avec une assez grande précision des résultats des recherches antérieures. En posant $\nu = 3,2$, $\sigma_{\text{rup}} = 2,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ et $\sigma_{\text{cap}} = 1,3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ (l'incertitude sur la valeur de σ_{rup} affecte considérablement la valeur de ν , mais pas celle du produit $\nu\sigma_{\text{rup}}$), on a $\nu' = 2,1$.

La valeur de α doit être déterminée expérimentalement pour chaque système; il est évident *a priori* que, quelle que soit la composition du milieu, α peut être réduit indéfiniment en augmentant les dimensions du système.

Pour obtenir la chaîne divergente dans un système uranifère infiniment étendu (et, *a fortiori*, pour l'obtenir dans un système limité), il faut donc réaliser un milieu dans lequel le produit $(1-p)(1-r)$ soit supérieur à $1/2$, $1 = 0,48$. En ce qui concerne la perte par résonance, sa probabilité est d'autant plus grande que le nombre des noyaux U rencontrés par le neutron entre deux chocs ralentissants contre H est plus grand. On peut donc chercher à diminuer p en augmentant la teneur du milieu en hydrogène, mais alors on augmente r . Le produit $(1-p)(1-r)$ doit présenter un maximum pour une certaine valeur du rapport des concentrations H/U.

Tandis que la valeur de r peut être prévue *a priori* pour chaque composition donnée, à partir des sections efficaces connues, $-p$ est une fonction compliquée de la forme et de la position des raies de résonance dans le spectre d'absorption des neutrons par l'uranium. Sa variation avec la concentration est impossible à prévoir; c'est pourquoi, nos expériences antérieures nous ayant déjà fourni les valeurs de p pour les concentrations élevées en H (140, 65 et 30 atomes H par atome U), nous avons jugé utile de déterminer p pour le domaine de faible teneur en H.

A cet effet nous avons déterminé la surface de la courbe $1-r^2 = f(r)$ (voir nos publications antérieures) dans un milieu riche en Cd et en H, en présence et en absence d'uranium. Le détecteur employé (Au) n'était sensible qu'aux neutrons d'énergie comprise dans une bande très étroite de résonance voisine de 3 volts (épaisseur du détecteur : 20 mg/cm²). Le cadmium supprimait la presque totalité des neutrons thermiques, de façon à rendre impossible la production de neutrons issus de l'uranium. Dans ces conditions, l'uranium se manifeste uniquement comme un diffusant (par chocs élastiques ou inélastiques) et comme un absorbant par résonance. Soient S_v et S_0 les deux surfaces trouvées. S est égal à $Q\tau$ (les nombres Q se rapportent aux neutrons de la bande Au); quant à la vie moyenne d'un neutron « Au », elle est inversement proportionnelle à la concentration d'hydrogène dans le milieu, de sorte que, finalement :

$$1-p = \frac{S_v}{S_0} \cdot \frac{(C_H)_0}{(C_H)_U}$$

Compte tenu d'un petit reste de neutrons thermiques donnant lieu à la production de neutrons secondaires, ces valeurs doivent subir une correction

de l'ordre de 1 %, ce qui donne

$$p = 0,70 \text{ (milieu contenant 1,4 atome H par atome U)}$$

et

$$p = 0,57 \text{ (milieu contenant 2,4 atomes H par atome U).}$$

Deux autres corrections sont à signaler : si un des niveaux de U absorbe sensiblement dans la région de résonance Au, cette absorption modifiera la vie moyenne des neutrons « Au » de façon à affecter la surface observée. D'autre part, un reste de la bande de résonance U s'étendant au-dessous de la bande Au, la contribution de ce reste échappe à la mesure. Ces deux corrections sont petites et de sens contraire, mais on peut montrer que la deuxième surcompense la première, de sorte que la correction résultante ne peut qu'augmenter légèrement la valeur de p .

La distribution de la densité neutronique mesurée au cours de ces expériences montre, par ailleurs, que le milieu cadmié et mouillé à 1,4 H (2,4 H) se comporte, au point de vue du ralentissement des neutrons, comme un milieu aqueux raréfié dans la proportion 1:1,55 (1:1,42), tandis que la raréfaction réelle d'hydrogène atteint la proportion 1:4,8 (1:2,9). C'est la présence de l'uranium qui amène ce raccourcissement du chemin moyen de ralentissement ; cependant cet effet est beaucoup trop prononcé pour pouvoir être expliqué par la diffusion élastique par l'uranium, compte tenu de l'ordre de grandeur connu pour la section élastique de l'uranium. Il faut donc admettre que l'uranium agit, en outre, soit par des chocs inélastiques, soit par un autre mécanisme, encore inconnu.

Quelle que soit sa cause, ce phénomène abaisse considérablement la valeur de α de façon à rendre $1 - \alpha$ voisin de 1, même dans des systèmes d'étendue relativement faible.

Signalons qu'une discussion détaillée des résultats de nos expériences avec l'oxyde d'uranium mouillé [en collaboration avec F. Perrin (voir *Journal de Physique*, octobre 1939)] permet d'en déduire : 1° une relation entre les grandeurs v' et p ; en posant $v' = 2,1$, on arrive à des valeurs de p tout à fait comparables à celles qui résultent de la mesure directe exposée ci-dessus ; 2° une limite supérieure pour la grandeur α qui se trouve être, en plein accord avec les résultats de l'expérience exposée ci-dessus, anormalement basse et qui donne lieu aux mêmes conclusions sur un rôle supplémentaire joué par l'uranium.

Une interpolation du produit $(1-p)(1-r)$ entre les deux domaines de concentration étudiés montre que cette expression passe par un maximum très aplati dans une région située entre 2 et 10 atomes H par atome U. Ce maximum est voisin de 0,40 et, de toute façon, presque certainement inférieur à la limite 0,48 postulée plus haut.

Possibilité de réaliser une chaîne divergente en changeant la composition isotopique du milieu. — Les considérations exposées ci-dessus montrent que

d'après les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici, il est presque certainement impossible d'obtenir une chaîne divergente dans un milieu homogène contenant de l'hydrogène et de l'uranium dans leur composition isotopique naturelle. Il résulte des considérations théoriques que l'absorption par résonance de neutrons d'énergie voisine de 25 volts ne peut être attribuée qu'à l'isotope 238 de l'uranium, tandis que la capture par absorption de neutrons thermiques serait due plutôt à l'isotope 235. Dans ce cas, un enrichissement assez faible de l'uranium (dans la proportion de l'ordre de 1:1,2) en isotope 235 pourrait amener un abaissement de s suffisant pour amener v'' au-dessus de 1.

Une autre possibilité résulte du remplacement de l'hydrogène ordinaire par un autre corps léger, et notamment par l'isotope D. Dans un mélange U-D, la perte r par absorption de neutrons thermiques étant plus faible que celle qui a lieu dans un mélange U-H de composition analogue, on peut adopter une concentration élevée en D (ce qui réduit p) sans redouter une montée prohibitive de r . Puisque la perte moyenne d'énergie est un peu plus faible dans un choc neutron contre deutéron que dans un choc neutron contre proton, l'effet p est un peu plus grand dans U-D que dans U-H à concentration égale. Mais cette différence défavorable est sans importance, car précisément on est libre d'adopter une concentration élevée de D. L'optimum de $(1-p)(1-r)$ doit être sensiblement plus grand pour U-D que pour U-H. L'expérience est toutefois difficile à réaliser pour des raisons économiques.

Possibilité d'une chaîne divergente dans un milieu hétérogène U-H. — Si l'on pouvait réaliser un milieu idéal dans lequel les neutrons seraient ralentis jusqu'à l'état thermique dans l'hydrogène en absence d'uranium, et ensuite absorbés dans ce dernier, l'effet néfaste d'absorption par résonance par l'uranium serait supprimé. Cette solution idéale n'est pas réalisable; cependant on conçoit, qu'en distribuant l'hydrogène et l'uranium d'une façon discontinue, on peut s'en rapprocher. Adoptons pour les centres hydrogénés (petites sphères ou cubes noyés dans la masse uranifère) une dimension intermédiaire entre le chemin de diffusion d'un neutron thermique avant sa capture par l'hydrogène et le libre parcours d'un neutron d'énergie située dans le domaine de résonance de l'uranium. Dans ces conditions les neutrons parvenus à ce domaine d'énergie subiront plus souvent plusieurs chocs successifs contre l'hydrogène sans rencontrer l'uranium, que dans un milieu homogène. Après quelques chocs ils arriveront à une énergie inférieure à celle du domaine dangereux.

Toutefois ce gain sera contrarié par la perte correspondant à la capture par l'hydrogène dans le centre hydrogéné. Un calcul simple utilisant les valeurs connues des libres parcours et des vies moyennes des neutrons thermiques et de résonance dans les milieux hydrogénés indique que l'on peut augmenter notablement le produit $(1-p)(1-r)$ en travaillant avec des centres hydrogénés d'un diamètre de un à quelques centimètres, distribués dans l'oxyde d'uranium

sec de manière à obtenir une composition globale de l'ordre de 1 atome H par atome U. L'augmentation semble suffisante pour rendre possible le développement illimité de la chaîne. Cette conclusion est encore renforcée si l'on utilise, comme centre ralentissant, une substance deutériée.

Nous réalisons actuellement ce dispositif en employant des cubes en paraffine.

GÉOLOGIE. — *Sur la présence du Lutétien lacustre et marin dans la chaîne des Aravis (Haute-Savoie)*. Note de MM. **LÉON MORET** et **JEAN ROSSET**.

Le Lutétien, sous son faciès mixte de couches à fossiles lacustres et de couches marines à grandes Nummulites, fut signalé pour la première fois, sur le front de la nappe de Morcles-Aravis, à Arâches, près de Cluses ⁽¹⁾. Par la suite, il fut retrouvé dans le vallon des Chambres, au Nord de Samoëns ⁽²⁾; mais il n'était pas encore connu dans la chaîne même des Aravis. Il vient d'y être tout récemment découvert par l'un de nous (Jean Rosset), non loin du Reposoir, au Rocher Blanc.

Ce remarquable affleurement, assez vaste et situé entre les cotes 1200 et 1450, est caché en pleine forêt de Romme; nous en avons entrepris l'étude cet été. On doit l'interpréter comme un petit repli synclinal, couché vers le Nord-Ouest, accidentant la zone frontale de la nappe, ici refoulée sur les schistes tertiaires du grand synclinal autochtone du Reposoir et sur son annexe la klippe pré-alpine des Annes.

La structure de détail en sera exposée par l'un de nous, qui a entrepris son travail de thèse dans la région des Aravis, et nous voudrions pour le moment nous borner à l'étude du Nummulitique en décrivant les deux coupes les plus intéressantes, relevées dans ce terrain aux extrémités de ce nouveau synclinal du Rocher Blanc.

Coupe du Rocher Blanc (Sud-Est de Nancy-sur-Cluses, feuille Cluses-2 au 1/20 000. — On se trouve ici dans la partie Nord du synclinal et une bonne coupe de Nummulitique peut être relevée (non sans difficultés) en gravissant la falaise du Rocher Blanc. On a successivement de haut en bas, et sous l'Urgonien chevauchant la série tertiaire laminée :

1° Calcaire bréchique à petits éléments et passées locales de silex (Lutétien supérieur lacustre) (ce niveau peut disparaître par laminage);

2° Calcaire bleuâtre à patine blanche, avec petites Nummulites (début du Priabonien) (quelques mètres);

3° Complexe de calcschistes bleuâtres (Schistes à Globigérines) et de calcaires marneux

(1) L. MORET, *Mém. Soc. Géol. France*, nouv. série, n° 22, 1934.

(2) L. W. COLLET, *Mat. Carte Géol. Suisse*, 1943.

grisâtres, se délitant par places en plaquettes parfois pétries de petites Nummulites avec rares Pectinidés (Priabonien) (plus de 200^m). La base de cet ensemble peut présenter des fragments empilés de grosses Huitres (*Ostrea gigantea*) et des passées conglomératiques calcaires très minces (fin du Priabonien);

4° Calcaire siliceux gris, très dur, dont la partie supérieure, au contact du Priabonien, est perforée par des Mollusques lithophages (les perforations sont remplies par le Priabonien à petites Nummulites, riche en microfossiles) et la partie moyenne montre des nodules de silex se développant parfois en bancs irréguliers. Des sections de petits Gastropodes lacustres ont pu être observées dans le calcaire qui, en coupe mince, a les apparences d'un calcaire concrétionné, avec minuscules grains de quartz, mais sans micro-organismes. Par analogie avec la série mixte d'Arâches, on peut attribuer cette formation au Lutétien supérieur laguno-lacustre (10^m);

5° Banc de 1^m de calcaire bréchique à éléments de 2 à 3^{cm} de diamètre, se continuant par 5^m d'un complexe calcaire siliceux analogue au n° 4 dont les bancs alternent avec des conglomérats à concrétions calcaires ne dépassant pas 1^{cm} et en général développées autour d'un petit fragment calcaire de quelques millimètres de diamètre (fin du Lutétien lacustre);

6° Calcaire noirâtre très compact, parfois quartzeux et glauconieux, renfermant dès sa base de nombreuses grandes Nummulites et des Alvéolines, donnant lieu à une falaise verticale de 20^m de hauteur (Lutétien marin). La base de ce calcaire repose sur le Sénonien, schistoïde et très laminé par une indiscutable surface de décollement, mais sans conglomérat interposé (contrairement à ce qui existe à Arâches).

Coupe dans la forêt au Sud-Est de Romme. — Après avoir suivi le contact anormal du sommet de la coupe précédente de façon continue sur près de 1^{km}, on le retrouve ici, vers l'extrémité Sud de l'affleurement, toujours entre l'Urgonien et le Lutétien subordonné et renversé. De haut en bas, on peut noter :

1° Quelques mètres de calcaire compact siliceux (rares cristaux de quartz) à patine grise sur laquelle se détachent les traces blanches de nombreuses grandes Nummulites et surtout Alvéolines (Lutétien inférieur marin);

2° Conglomérat-brèche à gros éléments (10^{cm} de diamètre) dont la taille diminue en descendant vers le sommet de la formation; quelques passées peu importantes de silex (début du Lutétien lacustre);

3° Complexe de bancs calcaires à petits Gastropodes lacustres et de calcschistes à zones siliceuses noirâtres (sommet du Lutétien lacustre);

4° Couches à petites Nummulites du Priabonien.

Conclusions. — La nouvelle série nummulitique découverte dans le synclinal du Rocher Blanc confirme et complète heureusement nos connaissances sur la stratigraphie du Lutétien de la nappe de Morcles-Aravis, étage dont la répartition semble bien ici se limiter à cette unité tectonique. Ainsi se trouvent définitivement fixées les limites et l'importance de la transgression lutétienne⁽³⁾, caractérisée dans cette région par ses dépôts à grandes Nummulites et Alvéolines. On notera également l'importance de la régression du Lutétien

(3) Pour autant que l'érosion a bien voulu en laisser en place des témoins.

supérieur, soulignée par des couches d'eau douce comparables (toutefois moins épaisses) à celles d'Arâches, sur la rive droite de l'Arve. Enfin, la transgression priabonienne est ici bien marquée par la présence d'un niveau taraudé par des lithophages (Pholades?) au sommet du Lutétien lacustre.

M. **ALBERT CAQUOT** fait hommage d'un Ouvrage qu'il vient de publier, en collaboration avec M. **JEAN KÉRISSEL**, et intitulé : *Traité de Mécanique des sols*.

M. **ROBERT ÉSNAULT-PELTERIE** fait hommage de l'édition anglaise de son livre : *Dimensional Analysis*.

Le R. P. **CHARLES POISSON** adresse à l'Académie un Mémoire qu'il vient de publier dans les *Mémoires de l'Académie Malgache* : *Le Magnétisme terrestre à Madagascar*.

NOMINATIONS.

Par l'unanimité des suffrages exprimés, MM. **MARCEL DELÉPINE** et **PAUL LEBEAU** sont réélus Membres de la Commission de contrôle de la Circulation monétaire.

CORRESPONDANCE.

M. **MAURICE ROY** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Mécanique, par le décès de M. *Jules Drach*.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Organisation des Nations Unies pour l'Éducation, la Science et la Culture. *L'Unesco, un programme mondial*. Analyse du programme de l'Unesco pour 1949, voté par la Conférence générale à Beyrouth.

2° Academia republicii populare Române. *Buletin științific*. A. matematică, fizică, chimie, geologie, geografie, biologie, științe tehnice și agricole. Tomul I, n° 1. — *Analele Secției de științe geologice, geografice și biologice*. Seria A, Tomul I, Memoriul 1.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Calcul symbolique à n variables et équations intégrales à n variables*. Note (*) de M. **PAUL DELERUE**, présentée par M. Henri Villat.

Le calcul symbolique à n variables nous a permis de généraliser aux équations intégrales à n variables bon nombre de résultats signalés aux *Comptes*

(*) Séance du 2 novembre 1949.

rendus par M. Parodi. Le parallélisme des démonstrations étant à peu près total, nous signalerons seulement les différences et nous donnerons quelques exemples.

1° La généralisation de la Note de M. Parodi ⁽¹⁾ n'offre aucune difficulté. On peut étendre ce que dit M. Parodi ⁽²⁾ aux équations

$$\int_0^\infty \dots \int_0^\infty f(y_1, \dots, y_n) k(x_1 + y_1, \dots, x_n + y_n) dy_1 \dots dy_n = g(x_1, \dots, x_n),$$

$$\int_0^\infty \dots \int_0^\infty k(y_1, \dots, y_n) f(x_1 + y_1, \dots, x_n + y_n) dy_1 \dots dy_n = g(x_1, \dots, x_n).$$

2° Pour généraliser les résultats obtenus pour certaines équations intégrales de Fredholm ou pour une équation intégrale de seconde espèce à noyau singulier de Weyl ⁽³⁾, par exemple pour

$$f(x_1, \dots, x_n) = \int_0^\infty \dots \int_0^\infty k(x_1, \dots, x_n; y_1, \dots, y_n) f(y_1, \dots, y_n) dy_1 \dots dy_n = g(x_1, \dots, x_n),$$

on suppose le noyau $k(x_1, \dots, x_n; y_1, \dots, y_n)$ ayant une transformée multiple de Laplace de la forme

$$\rho(p_1, \dots, p_n) e^{-\sum_{i=1}^n x_i \psi_i(p_1, \dots, p_n)},$$

les fonctions ψ_i étant telles que $\psi_i(p_1, \dots, p_n) = p_i$ avec pour certaines applications

$$\rho(p_1, \dots, p_n) \rho(\psi_1, \dots, \psi_n) = 1.$$

On peut prendre d'abord pour $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ des fonctions réciproques de p_1, p_2, \dots, p_n seuls, les secondes itérées de ψ_i reproduiront la variable p_i , donc

$$\psi_i \psi_i(p_i) = p_i.$$

D'autres solutions sont possibles, mais le cas précédent est le seul qui nous ait donné des applications intéressantes.

Signalons, parmi d'autres, l'équation intégrale

$$f(x_1, \dots, x_n) + \mu \int_0^\infty \dots \int_0^\infty$$

$$\times \left[\prod_{i=1}^n \left(\frac{x_i}{y_i} \right)^{\frac{\lambda_i}{2}} J_{\lambda_i} (2\sqrt{x_i y_i}) \right] f(y_1, \dots, y_n) dy_1 \dots dy_n = g(x_1, \dots, x_n),$$

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, 221, 1945, p. 485-487.

⁽²⁾ Voir aussi *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 996-998.

⁽³⁾ *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 870; 226, 1948, p. 44; 226, 1948, p. 153.

dont la solution est

$$f(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{1 - \mu^2} [g(x_1, \dots, x_n)] \\ - \mu \int_0^\infty \dots \int_0^\infty \left[\prod_{i=1}^n \left(\frac{x_i}{y_i} \right)^{\lambda_i} J_{\lambda_i} (2\sqrt{x_i y_i}) \right] g(y_1, \dots, y_n) dy_1 \dots dy_n.$$

De même,

$$\left(1 - \mu^2 \frac{\pi^n}{2^n} \right) f(x_1, \dots, x_n) = g(x_1, \dots, x_n) \\ + \mu \int_0^\infty \dots \int_0^\infty \sin x_1 y_1 \dots \sin x_n y_n g(y_1, \dots, y_n) dy_1 \dots dy_n$$

est solution de

$$f(x_1, \dots, x_n) = g(x_1, \dots, x_n) \\ + \mu \int_0^\infty \dots \int_0^\infty \sin x_1 y_1 \dots \sin x_n y_n f(y_1, \dots, y_n) dy_1 \dots dy_n.$$

On procédera de la même façon que M. Parodi dans le cas $\mu = (2/\pi)^{\frac{n}{2}}$.

3° Toujours dans les mêmes hypothèses qu'au 2°, on trouve une famille de noyaux réciproques à n variables (⁴), elle est donnée par l'intégrale multiple dans le domaine complexe

$$K(x_1, \dots, x_n; y_1, \dots, y_n) = \frac{1}{(2\pi i)^n} \int_{Br_1} \dots \int_{Br_n} e^{-\sum_{i=1}^n p_i x_i + y_i \psi_i} \frac{\alpha(p_1, \dots, p_n)}{\alpha(\psi_1, \dots, \psi_n)} dp_1 \dots dp_n,$$

α fonction arbitraire de p_1, p_2, \dots, p_n .

A la suite de M. Carstoiu (⁵) on peut en effet généraliser au cas de n variables l'intégrale de Bromwich-Wagner, c'est-à-dire que si $\varphi(p_1, \dots, p_n)$ est l'image dans la transformation multiple de Laplace de $f(x_1, \dots, x_n)$, f étant supposée holomorphe quand

$$R(p_i) > \alpha_i, \quad \text{avec } i = 1, 2, \dots, n \quad (\alpha_i \text{ const.}),$$

on peut écrire

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \frac{1}{(2\pi i)^n} \int_{Br_1} \int_{Br_2} \dots \int_{Br_n} e^{-\sum_{i=1}^n p_i x_i} \varphi(p_1, \dots, p_n) dp_1 \dots dp_n.$$

Le calcul symbolique à n variables nous a permis aussi de généraliser une autre Note de M. Parodi (⁶) sur la détermination de noyaux réciproques : des exemples peuvent être donnés.

4° La Note sur les solutions fondamentales d'un type d'équations intégrales singulières (⁷) peut aussi être généralisée. On devra prendre des fonctions ψ_i ,

(⁴) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 810.

(⁵) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 45-7.

(⁶) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 1877.

(⁷) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1237.

ψ_2, \dots, ψ_n qu'on appellera fonctions associées d'ordre 3, c'est-à-dire telles que

$$\psi_i[\psi_1(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n), \psi_2(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n), \dots, \psi_n(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n)] = p_i.$$

Les résultats s'étendent à n variables, et dans le cas général, et dans le cas des valeurs singulières. Dans ce dernier cas, il s'introduit aussi une fonction arbitraire.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Sur le calcul numérique des intégrales doubles.*

Note (*) de M^{me} **HENRI BERTHOD-ZABOROWSKI** et M. **HENRI MINEUR**, présentée par M. Joseph Perès.

Soient $y_{x,x'}$ une fonction de deux variables x, x' et D un domaine du plan x, x' limité par une courbe fermée Γ . On se propose de calculer l'intégrale

$$I = \iint_D y_{x,x'} dx dx'.$$

Nous supposons que, pour chaque abscisse x d'un certain intervalle a, b , la parallèle à ox' coupe la frontière de D en deux points d'ordonnées x'_x et x'_y . Soit

$$z_x = \int_{x'_x}^{x'_y} y_{x,x'} dx',$$

nous choisirons $n+1$ abscisses x_0, x_1, \dots, x_n dans a, b et nous calculerons z_x pour ces abscisses, soit par la formule de Gregory, soit par la méthode de Gauss. On aura ensuite

$$I = \int_a^b z_x dx$$

que l'on calculera par une formule d'intégration numérique utilisant les z_x connus.

Mais le choix des abscisses x_i et de cette formule dépend de la forme de Γ . Nous traiterons trois cas :

1° Les ordonnées de Γ sont régulières, même aux extrémités de l'intervalle a, b . Tel est le cas lorsque Γ se compose de deux arcs de courbe à tangentes non parallèles à l'axe x' . z_x est alors fonction régulière de x dans a, b , le calcul de I se fera, soit par la formule de Gregory en adoptant pour x_0, x_1, \dots, x_n des abscisses équidistantes, soit par la formule de Gauss en adoptant pour ces abscisses les racines du polynôme de Legendre X_{n+1} .

2° Les ordonnées de Γ sont régulières sauf à une des extrémités b de l'intervalle a, b . Tel est le cas lorsque Γ se compose d'un segment de droite parallèle

(*) Séance du 2 novembre 1949.

à l'axe x' et d'une courbe tournant sa concavité vers les x' négatifs, admettant au point B d'abscisse b une tangente parallèle à x . Supposons $a=0$, $b=1$ et supposons que Γ a un contact du premier ordre avec sa tangente en B.

Soit

$$1-x = A x^2 + \dots \quad (A > 0),$$

l'équation de Γ en B. x'_α et x'_β sont régulières sauf pour $x=1$ où ces fonctions se présentent sous la forme

$$x'_\alpha = \frac{1}{\sqrt{A}} \sqrt{1-x} + \dots,$$

$$x'_\beta = -\frac{1}{\sqrt{A}} \sqrt{1-x} + \dots$$

On constate alors que z_x est singulière en B et s'écrit

$$z_x = \sqrt{1-x} g(x),$$

où g est une fonction régulière.

Conformément aux méthodes exposées récemment par M. Marcel Mayot et l'un de nous ⁽¹⁾, on choisira pour les x_i :

$$x_0 = 1 - \xi_0^2, \quad x_1 = 1 - \xi_1^2, \quad \dots, \quad x_n = 1 - \xi_n^2,$$

où $\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_n$ sont les $n+1$ racines positives du polynôme de Legendre X_{2n+3} .

On adoptera

$$I = K_0 z_{x_0} + K_1 z_{x_1} + \dots + K_n z_{x_n},$$

$$K_h = 2 L_h \xi_h;$$

où L_h est le coefficient qui, dans la méthode de Gauss, correspond à la racine ξ_h .

3° Les coordonnées de Γ sont singulières en a et b . Tel est le cas où Γ est une courbe fermée admettant pour $x=a$ et $x=b$ des tangentes parallèles à l'axe x' . Un raisonnement analogue à celui que nous venons de faire montre que

$$z_x = \sqrt{1-x^2} g(x),$$

en supposant $a=-1$ et $b=+1$, où $g(x)$ est régulière.

On adoptera alors

$$x_h = \cos \frac{h+1}{n+2} \pi \quad \text{et} \quad I = \frac{\pi}{n+2} [z_{x_0} + z_{x_1} + \dots + z_{x_n}],$$

conformément à la méthode exposée dans la Note précitée.

Ainsi, dans le calcul de l'intégrale

$$\int_0^1 \frac{x'}{1+x} dx dx'$$

(1) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 741.

étendue à l'intérieur de l'ellipse

$$2x^2 - 2xx' + x'^2 - x = 0,$$

nous avons trouvé 0,246 386 avec une somme de cinq termes, alors que les autres techniques d'intégration numérique exigent un grand nombre de termes pour obtenir un résultat semblable.

ÉLASTICITÉ. — *Extension des relations de Cauchy aux coefficients d'élasticité du troisième ordre.* Note de M. **ANDRÉ HERPIN**, présentée par M. Jean Cabannes

1. L'énergie potentielle élastique d'un solide isotrope peut être développée suivant les puissances des déformations

$$U = U_0 + \frac{\lambda}{8} I_1^2 + \frac{\mu}{4} I_2 + AI_1 I_2 + BI_1^2 + CI_3,$$

I_1, I_2, I_3 étant les trois invariants de déformation

$$I_1 = \sum_i e_{ii}, \quad I_2 = \sum_{i,k} e_{ik} e_{ki}, \quad I_3 = \sum_{i,k,l} e_{ik} e_{kl} e_{li},$$

λ et μ sont les coefficients de Lamé.

L'ensemble des termes du troisième ordre joue un rôle important dans l'étude des pressions de radiation des ondes d'agitation thermique qui sont responsables de la dilatation thermique, ainsi que l'ont montré Lorentz, Debye et L. Brillouin (¹). Nous les retrouvons encore lorsque nous voulons aborder, du point de vue macroscopique, les interactions entre les ondes d'agitation thermique, donc la conductibilité thermique à l'approximation de Debye (²).

2. On ne peut malheureusement faire, sur les coefficients A, B, C que des hypothèses plus ou moins fondées; leur calcul à partir des forces intermoléculaires est impossible, faute d'une connaissance suffisante de celles-ci. Aussi nous sommes-nous proposé de les déterminer, au moins en ordre de grandeur, dans le cas où seraient satisfaites les relations de Cauchy qui, pour un solide isotrope se réduisent à $\lambda = \mu$.

Nous avons supposé que le solide était formé de molécules dispersées au hasard et n'exerçant entre elles que des forces centrales dérivant d'un potentiel $\varphi(r)$. C'est à peu près la structure d'un verre, pour lequel la relation de Cauchy est assez bien satisfaite.

Pour effectuer le calcul, il suffit de développer l'énergie potentielle suivant les puissances des déplacements des molécules, en allant jusqu'à la troisième puissance, puis de supposer que le solide est soumis à une déformation homo-

(¹) L. BRILLOUIN, *Les tenseurs en mécanique et élasticité*, Paris, 1937.

(²) A. HERPIN, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1207.

gène. Un regroupement convenable des termes nous permet de calculer des coefficients macroscopiques des différents ordres en fonction du potentiel φ et de ses dérivées. Pour les coefficients du second ordre, nous retrouvons la relation classique de Cauchy

$$\lambda = \mu = \frac{N}{60} \sum_i r_{0i}^6 \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} \right) \right]_{r=r_{0i}},$$

r_{0i} étant la distance de l'origine à la i ème molécule, N le nombre de molécules par centimètre cube, la sommation étant à étendre à toutes les molécules. Pour les coefficients du troisième ordre, nous obtenons

$$A = \frac{11}{16} \frac{\Phi^{(3)}}{105}, \quad B = \frac{3}{16} \frac{\Phi^{(3)}}{105}, \quad C = \frac{\Phi^{(3)}}{105},$$

avec

$$\Phi^{(3)} = \frac{N}{12} \sum_i r_{0i}^6 \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} \right) \right] \right\}_{r=r_{0i}}.$$

Les trois coefficients A , B , C satisfont donc aux relations

$$\frac{16}{11} A = \frac{16}{3} B = C.$$

Il n'y a qu'un coefficient élastique du troisième ordre qui soit indépendant. Le même calcul pourrait s'étendre aux ordres supérieurs; on ne trouverait qu'un coefficient indépendant pour chaque ordre.

3. Nous avons cherché à préciser un peu l'ordre de grandeur des coefficients A , B , C . Nous utiliserons pour cela un résultat de la théorie classique de la dilatation thermique qui conduit à la formule suivante :

$$\alpha = \chi_0 \cdot Q \cdot R \cdot \frac{\rho}{M}.$$

α étant le coefficient de dilatation cubique, χ_0 le coefficient de compressibilité, R la constante des gaz parfaits, ρ la densité, M la masse moléculaire et Q un facteur qui a pour expression

$$Q = 1 - \frac{\frac{7}{6}\lambda + \frac{5}{3}\mu + \frac{40}{3}A + 24B + 8C}{\lambda + 2\mu} - 2 \frac{\frac{\lambda}{2} + \mu + 4A + 4C}{\mu}.$$

Pour que la formule théorique cadre avec les résultats expérimentaux, il faut donner à Q une valeur voisine de 5. En faisant l'hypothèse $Q=5$ on peut calculer A , B , C en fonction de $\lambda = \mu$. On trouve

$$A = -0,176\lambda, \quad B = -0,048\lambda, \quad C = -0,257\lambda.$$

Ces valeurs, certainement exactes, au moins en ordre de grandeur, se rapprochent assez de celles qu'avait proposées L. Brillouin sans justification.

AÉRODYNAMIQUE. — *Étude de la singularité au sommet d'une onde de choc attachée, dans un écoulement à deux dimensions.* Note (*) de M. HENRI CABANNES, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Pour l'étude des mouvements plans d'un fluide compressible, admettant ou non un potentiel, il est commode de mettre les équations générales sous la forme intrinsèque suivante :

$$(1) \quad \varrho q^2 \frac{\partial \theta}{\partial s} = - \frac{\partial p}{\partial n}, \quad \varrho q^2 \frac{\partial \theta}{\partial n} = \left(1 - \frac{q^2}{a^2}\right) \frac{\partial p}{\partial s},$$

s et n sont les abscisses curvilignes le long des lignes de courant et de leurs trajectoires orthogonales. θ désigne l'angle du vecteur vitesse avec Ox ; q , a , p et ϱ représentent la vitesse du fluide, la célérité du son, la pression et la densité. Dans le cas où il existe un potentiel des vitesses, il y a d'évidentes simplifications puisque la pression au repos est constante. Les équations (1) sont particulièrement favorables pour étudier le problème de l'onde de choc attachée.

2. Nous envisageons un obstacle, symétrique par rapport à Ox et présentant en O une pointe de demi-angle ψ , placé dans un courant gazeux uniforme de vitesse supersonique parallèle à Ox . Une onde de choc se forme à l'avant de l'obstacle; cette onde est attachée à la pointe lorsque le nombre de Mach M de l'écoulement initial est supérieur ou égal à un certain minimum M_0 , fonction de ψ , et ψ inférieur à un certain maximum ψ_m ; nous supposons qu'il en est ainsi. Nous désignons par β l'angle de l'onde de choc avec Ox , et par σ l'abscisse curviligne sur cette onde. k étant le rapport des chaleurs spécifiques du fluide, on pose $\mu^2 = (k - 1) : (k + 1)$.

Les équations du choc déterminent la tangente au départ de l'onde de choc. En les différentiant, on obtient

$$(2_1) \quad \frac{d\theta}{d\beta} = 1 - 2\mu^2 \cos^2(\beta - \theta) - \sin(\beta - \theta) \cos(\beta - \theta) \{ \operatorname{tg} \beta - \operatorname{cotg} \beta \},$$

$$(2_2) \quad \left(1 - \frac{q^2}{a^2}\right) \frac{1}{\varrho q^2} \frac{dp}{d\beta} = \left(1 - \frac{q^2}{a^2}\right) 2(1 - \mu^2) \sin(\beta - \theta) \cos(\beta - \theta).$$

A partir de ces équations et des équations du mouvement, on forme des relations entre les dérivées d'ordre quelconque de la courbure en un point de l'onde de choc et les dérivées partielles en ce point de la fonction θ .

$$(3) \quad \left\{ 1 - \frac{q^2}{a^2} \sin^2(\beta - \theta) \right\}^r \frac{\partial^r \theta}{\partial s^r} = f_r(M, \theta) \frac{dr \beta}{d\sigma^r} + P_r,$$

$$\left\{ 1 - \frac{q^2}{a^2} \sin^2(\beta - \theta) \right\}^r \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial^{r-1} \theta}{\partial s^{r-1}} \right) = g_r(M, \theta) \frac{dr \beta}{d\sigma^r} + Q_r;$$

$$(4) \quad f_r = \cos(\beta - \theta) f_{r-1} - \sin(\beta - \theta) g_{r-1},$$

$$g_r = \left(1 - \frac{q^2}{a^2}\right) \sin(\beta - \theta) f_{r-1} + \cos(\beta - \theta) g_{r-1}.$$

(*) Séance du 24 octobre 1949.

Les fonctions P_r et Q_r sont des polynômes sans terme constant par rapport aux dérivées partielles d'ordre inférieur à r de la fonction θ . Les fonctions $f_0(M, \theta)$ et $g_0(M, \theta)$ sont les premiers membres des équations (2_1) et (2_2) respectivement.

Lorsque $r=1$ et $r=2$, on retrouve des relations et des résultats déjà connus : pour $M = M_0(\psi)$, la fonction $f_1(M, \psi)$ est négative. L'onde de choc devant présenter sa concavité vers l'aval en même temps que l'obstacle, il en résulte que sa courbure au sommet est alors infinie. L'écoulement présente en ce point une singularité, étudiée par Crocco ⁽¹⁾ et Guderley. ψ étant donné, la fonction f_1 devient positive pour une valeur $M = M_1(\psi) > M_0(\psi)$; lorsque $M \geq M_1$, les équations (3) dans lesquelles $r=1$ déterminent la courbure au sommet de l'onde de choc. La vitesse aval au point O, subsonique pour $M = M_0$ et $M = M_1$, est sonique pour une certaine valeur $M^*(\psi)$ du nombre de Mach initial.

Lorsque la valeur de r est quelconque, on démontre les résultats suivants :

La valeur de ψ demeurant fixe, toutes les fonctions $f_r(M, \psi)$ sont positives pour $M \geq M^*$. Lorsque $M_0 < M < M^*$, ces fonctions s'annulent pour des valeurs $M_r(\psi)$ du nombre de Mach initial, telles que

$$\begin{array}{ll} 1^\circ & M_0 < M_1 < M_2, \dots, M_r < M_{r+1} \dots; \\ 2^\circ & \lim_{r \rightarrow \infty} M_r(\psi) = M^*(\psi). \end{array}$$

3. Dans le cas simple où l'obstacle est terminé par un dièdre JOI de demi-angle $\psi < \psi_m$, l'écoulement présente en sa pointe une singularité essentielle pour $M = M_0(\psi)$: toutes les dérivées de la fonction $\beta(\tau)$ sont infinies; lorsque M augmente, elles passent brusquement, les unes après les autres, de la valeur infinie à la valeur zéro; pour $M = M^*(\psi)$, la vitesse aval en O est sonique et toutes ces dérivées sont nulles : l'onde de choc possède un segment rectiligne. Donc, dans le cas de l'obstacle terminé par un dièdre, la singularité que présente l'écoulement au point O persiste aussi longtemps que la vitesse après le choc en ce point demeure subsonique; elle disparaît seulement lorsque cette vitesse devient supersonique.

Pour $M > M^*(\psi)$, l'onde de choc possède un segment rectiligne OA limité au point en lequel elle rencontre l'onde de Mach issue du point I; la combinaison des équations du choc et des équations du mouvement nous permet encore de déterminer la courbure de l'onde de choc au point A; dans le cas où la partie rectiligne OI de l'obstacle est terminée par un point anguleux, on

⁽¹⁾ *Atti del 1° Congresso dell'Unione Matematica Italiana*, 1937, p. 597-615.

obtient

$$(5) \quad \frac{2(1-\mu^2)}{OI} + \frac{\sin(\beta-\psi)}{[\sin^2\alpha - \sin^2(\beta-\psi)] \cos^2\alpha} \\ \times \frac{\sin(\beta-\psi+\alpha)}{\sin(\beta-\psi-\alpha)} \left\{ f_0(M, \psi) - \frac{\sin\alpha}{\cos\alpha} g_0(M, \psi) \right\} \frac{d\beta}{d\sigma} = 0,$$

α est l'angle de Mach dans l'écoulement après le choc au point A.

AÉRODYNAMIQUE. — *Mesure en soufflerie de la portance d'un profil de courant plan à incidence variable en régime harmonique.* Note (*) de M. MICHEL SCHERER, présentée par M. Joseph Pérès.

En poursuivant la mise au point d'un ensemble de dispositifs expérimentaux, destiné à l'étude des mouvements variés en soufflerie, nous avons eu la possibilité de reprendre au laboratoire d'Alger les mesures faites par Reid et Vincenti (*Journal of Aeronautical Sciences*, 1940), en prospectant un domaine plus vaste de vitesses et de fréquences.

Le montage comprend un profil, placé entre les panneaux de courant plan, dont l'incidence varie de façon harmonique en tournant autour d'un axe parallèle à son envergure et situé à 42,4 % de sa corde à partir du bord d'attaque.

Le mouvement est entretenu par la mise en résonance d'un système élastique comprenant une barre de torsion et un ensemble de tringleries et de parallélogrammes (*fig. 1*).

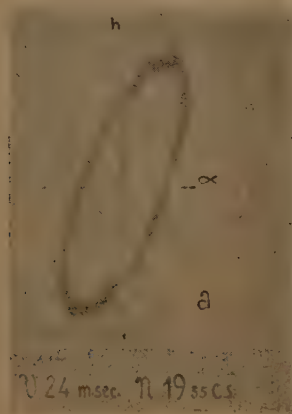


Fig. 1.



Fig. 2.

L'excitation est fournie par un moteur électrique entraînant un excentrique et un ressort.

(*) Séance du 2 novembre 1949.

Par ailleurs, le profil est posé sur deux mâts maintenus verticaux par un second système de parallélogrammes. Les extrémités inférieures de ces mâts sont reliées à des barres de torsion faisant office de dynamomètres sans course. Ces barres de torsion sont équipées de jauges extensométriques à fil résistant qui détectent leur déformation. Les indications sont transmises à un oscilloscope après avoir été amplifiées.

En plaçant un papier sensible contre la vitre de l'oscilloscope, une série d'ellipses de Lissajous ayant en abscisse l'incidence et en ordonnée la portance a pu être enregistrée (*fig. 2*).

La fréquence propre de l'ensemble en translation suivant la direction de la portance est de 24,5 cycles/sec. Elle se trouvait être voisine des fréquences explorées qui varient entre 10 et 20 cycles-sec.

Cette disposition, agissant comme un filtre mécanique a permis d'obtenir des courbes particulièrement pures pour ce genre d'essai; la plus grande partie des perturbations dues aux fréquences parasites de faible amplitude, se trouvant ainsi en dehors de la bande passante.

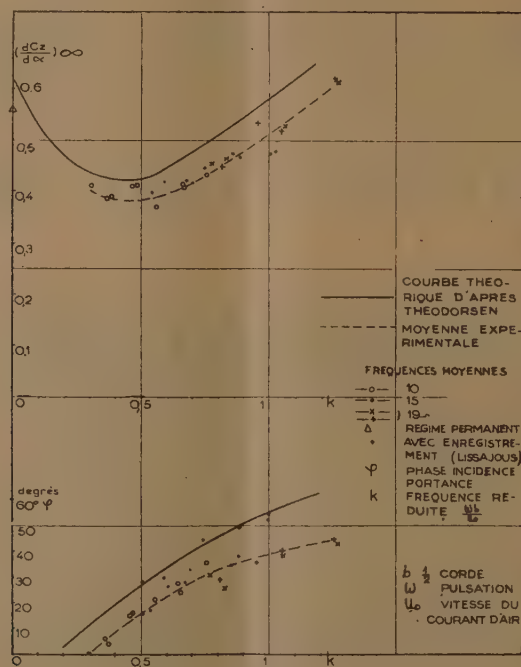


Fig. 3.

Les mesures de portances ont été corrigées des efforts d'inertie correspondants. Le calcul et l'expérience montrent que l'amortissement peut être négligé.

Nous avons ensuite calculé, à partir des données expérimentales, la pente du coefficient unitaire de portance par rapport à l'incidence $dC_x/d\alpha$ et l'angle de phase incidence-portance φ .

Les résultats sont portés en courbe en fonction de la fréquence réduite k .

Les mêmes éléments calculés à partir de la théorie exposée par Théodorsen sont également portés sur les courbes (*fig. 3*).

L'examen des résultats montre que le rapport des ordonnées des courbes représentant les pentes théorique et expérimentale reste sensiblement constant. La valeur de ce rapport étant celle correspondant au régime permanent.

L'angle de phase mesuré est sensiblement inférieur à celui fourni par le calcul.

HYDRODYNAMIQUE. — *Sur l'effet d'inertie des sillages de disques circulaires se déplaçant dans l'eau d'un mouvement uniformément accéléré.* Note (*) de M. JEAN LUNEAU, présentée par M. Joseph Pérès.

J'ai exposé dans une précédente Note ⁽¹⁾ le principe de la méthode que j'ai utilisée pour étudier l'influence de l'accélération sur la résistance au mouvement de corps se déplaçant dans l'eau d'un mouvement uniformément accéléré.

La présente Note a pour objet de rendre compte des résultats obtenus avec une série de disques circulaires dont la traînée a été enregistrée de façon instantanée et continue au cours du déplacement.

Toutes les courbes de traînées enregistrées mettent en évidence un accroissement sensible de la résistance au mouvement, dû aux effets d'inertie qui s'exercent sur le sillage des disques.

Cependant, ces sillages n'étant pas parfaitement reproductibles d'une expérience à l'autre, il arrive que les courbes enregistrées au cours de plusieurs essais faits dans des conditions identiques présentent des différences assez importantes. Pour rendre l'interprétation des résultats plus aisée, j'ai classé les courbes obtenues en plusieurs catégories.

a. Pour certaines courbes (ou parties de courbes) qui paraissent les plus régulières, l'écart entre la traînée enregistrée et la traînée calculée à partir des coefficients admis pour le mouvement uniforme reste sensiblement constant au cours du mouvement. Ces courbes correspondent à des mouvements où le sillage entraîné par le disque n'a pas subi de modifications importantes.

J'ai pu dégager de l'examen des courbes de cette première catégorie, qui sont les plus nombreuses, les conclusions générales suivantes :

1. Pour un même disque, les accroissements de traînées dus aux effets d'inertie sont sensiblement proportionnels aux accélérations.

2. Pour la série de disques utilisés et pour une même accélération, les accroissements de traînées sont sensiblement proportionnels aux cubes des diamètres des disques.

(*) Séance du 24 octobre 1949.

(1) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 823-825.

Les coefficients d'inertie des sillages sur lesquels s'exercent les effets d'inertie sont donc eux-mêmes proportionnels aux cubes des diamètres des disques. Le tableau suivant donne les valeurs obtenues pour ces coefficients. Ils s'expriment en kilogrammes par des nombres voisins des cubes des diamètres mesurés en décimètres.

Diamètre des disques (cm).	10	15	20	23,5	30
Coefficients d'inertie I_s (kg).	env. 1	3 à 3,5	7 à 8,5	12 à 14	25 à 30

b. Pour quelques courbes, l'écart entre la traînée enregistrée et la traînée calculée à partir des coefficients admis pour le mouvement uniforme croît, soit de façon continue depuis l'origine, soit brusquement au cours du déplacement. Le coefficient d'inertie du sillage peut alors prendre une valeur double ou triple de celle que l'on a pu déduire des courbes de la première catégorie. Dans certaines expériences faites avec le disque de diamètre 30^{cm} le coefficient d'inertie du sillage a pu dépasser 80^{kg}. Après avoir atteint une valeur maxima, ce coefficient décroît souvent dans la suite du mouvement, pour reprendre une valeur voisine de celle qui correspond aux courbes de la première catégorie. Les valeurs les plus grandes enregistrées pour les coefficients d'inertie des sillages sont aussi sensiblement proportionnelles aux cubes des diamètres des disques.

J'ai comparé mes résultats expérimentaux avec ceux que l'on pourrait déduire de la formule théorique proposée par Lamb pour le coefficient d'inertie du fluide dans le cas de disques animés de mouvements uniformément accélérés. La formule $I_s = 1/3 \rho d^3$ rend bien compte de la relation entre l'inertie du fluide et le diamètre des disques, mais les valeurs numériques qu'elle donne pour cette inertie sont beaucoup plus faibles que celles qui résultent de l'expérience. Pour le disque de diamètre 30^{cm} la formule de Lamb donne $I_s = 9^{\text{kg}}$ alors que l'expérience donne, avec les courbes de la première catégorie $25 < I_s < 30^{\text{kg}}$, et avec les courbes de la seconde catégorie : $I_s > 80^{\text{kg}}$.

Enfin, pour rendre visibles les sillages et suivre leur évolution, j'ai réalisé des disques creux (boîtes plates) percés de petits trous à la périphérie; de l'eau colorée par de la fluorescéine ou de la fuchsine est envoyée dans le disque creux et sort par les trous à très faible vitesse, en minces filets qui sont entraînés dans le sillage de l'obstacle, le rendant ainsi visible et permettant la photographie.

J'ai pu suivre les différents aspects pris par le sillage au cours du mouvement et vérifier en particulier que le volume du sillage observé correspond de façon satisfaisante aux valeurs des coefficients d'inertie déduits des courbes de la première catégorie.

HYDRODYNAMIQUE. — *Application de la théorie de la couche limite à l'étude de l'écoulement sur un barrage-déversoir.* Note (*) de M. **GEORGES HALBRONN**, présentée par M. Joseph Pérès.

On sait que l'écoulement sur un barrage-déversoir large admet un potentiel de vitesse au voisinage de la crête et peut être étudié grâce à cette propriété; en réalité, il se développe au contact de la paroi du fond une couche limite dans laquelle les pertes par viscosité sont localisées, mais son existence perturbe peu l'écoulement théorique. Lorsque l'ouvrage est long (barrage déversant de grande hauteur, évacuateur en saut de ski) cette couche limite prend au contraire une importance prépondérante et c'est elle qui détermine les caractéristiques du mouvement en aval.

Au voisinage de la crête, la courbure des filets liquides est sensible. Pour calculer la couche limite, on devra recourir à une méthode numérique [méthode de Pohlhausen ⁽¹⁾ par exemple] utilisant la distribution des vitesses extérieures déduites de l'écoulement irrotationnel. Plus en aval, sur un coursier à forte pente, la profondeur d'eau devient faible devant la charge et la courbure des filets négligeable. Dans ces conditions, la répartition des pressions est pseudo-hydrostatique et la vitesse u_1 en dehors de la couche limite est égale à $\sqrt{2gh}$ (h charge en un point), valeur sensiblement constante sur une normale au fond. Prenant ces normales et les parallèles à la paroi comme lignes $x = \text{const.}$ et $y = \text{const.}$, les équations du mouvement dans la couche limite s'écrivent avec les hypothèses habituelles :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = g \sin i + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2},$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

et les conditions aux limites $u = v = 0$ pour $y = 0$, $u = u_1$ pour $y = \delta$ (u et v composantes de la vitesse, i inclinaison du fond sur l'horizontale au point considéré, g accélération de la pesanteur, ν viscosité cinématique de l'eau, δ épaisseur de la couche limite). Par une intégration, il vient

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 = u_+^2 = u_1^2 \frac{d}{dx} \int_0^\delta u dy - \frac{d}{dx} \int_0^\delta u^2 dy + g \delta \sin i.$$

Le calcul doit être poursuivi en introduisant la loi de variation de u en fonction de y ; en général, la couche limite dans la zone où les hypothèses actuelles sont valables sera en mouvement turbulent. Pour ce régime, la loi de

(*) Séance du 2 novembre 1949.

(1) *Zeits. f. angew. Math. u. Mech.*, 1, 1921, p. 257-261.

distribution des vitesses dans une conduite varie suivant la valeur de $R_+ = (u + \varepsilon)^{1/2}$ (ε rugosité de Nikuradse équivalente de la paroi); d'après Prandtl ⁽²⁾ cette loi peut se mettre sous la forme générale :

$$\frac{u}{u_{\infty}} = \frac{1}{k} \left[\log_e D - n \log_e \frac{\varepsilon u_+}{\nu} + \log_e \frac{\nu}{\varepsilon} \right].$$

		D.	n.
Régime lisse L.....	$R_+ < 5,08$	9,01	-1
Régime de transition T ₁	$5,08 < R_+ < 14,1$	46,04	0
Régime de transition T ₂	$14,1 < R_+ < 70,8$	99,17	0,282
Régime rugueux R.....	$70,8 < R_+$	29,66	0

et dans tous les cas $k \neq 0,4$. En ce qui concerne les plaques planes dans un courant uniforme, nous avons vérifié par ailleurs ⁽³⁾ que les expériences connues ne permettaient pas de déceler une différence entre la loi de distribution des vitesses dans la couche limite et dans une conduite; supposant qu'il en est de même ici, il vient

$$(1) \quad \begin{aligned} B u_1^{2-n} - \frac{e^{\varepsilon}}{Z^n} \left[\frac{5}{2} (3+n) Z - 5(2+n) \right] \\ = \frac{e^{\varepsilon}}{Z^n} u_1 \frac{du_1}{dZ} \left\{ \frac{5}{2} Z - \left[\frac{5}{2} (1+n) + 5 \right] + 5(2+n) Z^{-1} \right\}, \end{aligned}$$

en posant

$$B = \frac{k^{1-n} \nu^n D}{\varepsilon^{1+n} g \sin i}; \quad Z = k \frac{u_1}{u_+}, \quad \text{d'où} \quad \delta = \frac{\varepsilon e^{\varepsilon}}{D} R_+^n,$$

i étant en général fonction de x , donc de u_1 ; force est encore de recourir à une intégration numérique de l'équation différentielle (1) pour obtenir Z en fonction de u_1 d'où l'effort de traction sur le radier. Lorsque la crête déversante se prolonge par un coursier plan, le calcul se simplifie. En particulier, toutes les courbes intégrales de (1) admettent une solution asymptotique commune qui peut se mettre sous la forme d'un développement

$$\frac{2B}{25} u_1^{2-n} = \frac{e^{\varepsilon}}{Z^n} (Z + a_1 + a_2 Z^{-1} + \dots)$$

avec

$$a_1 = -\frac{8}{5} - \frac{2}{5} (2-n); \quad a_2 = \frac{22}{25} (2+n) + \frac{2(2-n)(3-4n)}{25}.$$

En pratique, les solutions se rapprochent très rapidement de cette asymptote qui est indépendante des conditions amont. On trouve par une voie différente un résultat analogue à celui qui a été établi pour les écoulements convergents de révolution ⁽⁴⁾.

⁽²⁾ Werft, Reederei, Hafen, *ibid.*, 14, 1934, p. 1-4.

⁽³⁾ La houille blanche, 6, 1948, p. 524-526.

⁽⁴⁾ R. COMOLET, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 2049.

SPECTROSCOPIE. — *Émission des bandes atmosphériques de la molécule O₂.*

Note (*) de M^{me} RENÉE HERMAN et M. LOUIS HERMAN, présentée par M. Jean Cabannes.

On connaît le rôle important joué par la molécule d'oxygène dans l'absorption infrarouge du spectre solaire. Ces bandes d'absorption dites *bandes atmosphériques* résultent de la transition interdite $X^3\Sigma_g^- \rightarrow A^1\Sigma_g^+$ et leurs coefficients d'absorption sont très faibles. Elles sont difficiles à exciter en émission, toutefois, les plus intenses ont été effectivement observées dans des conditions très particulières. Kaplan a ainsi photographié les bandes (0,0) et (0,1) dans l'oxygène mélangé à l'azote (1) et Herman, Hopfield, Hornbeck et Silverman ont noté la présence de plusieurs bandes dans l'explosion d'un mélange d'oxyde de carbone et d'oxygène (2).

La présence du spectre de l'azote, très intense dans l'infrarouge proche, est gênante pour l'observation du système $X^3\Sigma_g^- \leftarrow A^1\Sigma_g^+$ de l'oxygène. Nous avons donc cherché à l'exciter en absence d'azote, en diluant l'oxygène dans un gaz rare. Ce procédé permet, en général, d'obtenir une augmentation notable de l'intensité des transitions interdites. La nature du gaz rare employé joue également un rôle important que nous avons mis en évidence en utilisant deux lampes différentes, l'une remplie d'hélium, l'autre de xénon.

Les impuretés carbonées sont gênantes, surtout dans le cas de l'hélium. Nous les avons éliminées par une méthode déjà décrite (3). Il est intéressant de noter que le spectre de CO⁺, observé en présence d'hélium, montre un développement important du système interdit $A^2\Pi \leftarrow B^2\Sigma$. Outre les bandes habituellement émises, nous y observons les transitions (0,1), 4521 Å; (0,3), 4845 Å; (1,3), 4482 Å; (2,3), 4178 Å.

Lorsque l'oxyde de carbone est éliminé, on observe des bandes d'oxygène en émission dans tout le domaine spectral étudié, entre 2200 et 9000 Å environ. Il est intéressant de suivre les variations d'intensité relative des systèmes avec la pression partielle de l'oxygène. Comme on pouvait s'y attendre, l'intensité des bandes négatives augmente lorsque cette pression diminue. En même temps, on observe un important développement des séquences, particulièrement marqué dans le cas du deuxième système négatif $a \leftarrow b$ de O₂⁺. De nombreuses bandes avaient déjà été mesurées entre 2060 et 6100 Å, mais nous avons pu en

(*) Séance du 2 novembre 1949.

(1) J. KAPLAN, *Nature*, 159, 1947, p. 673.

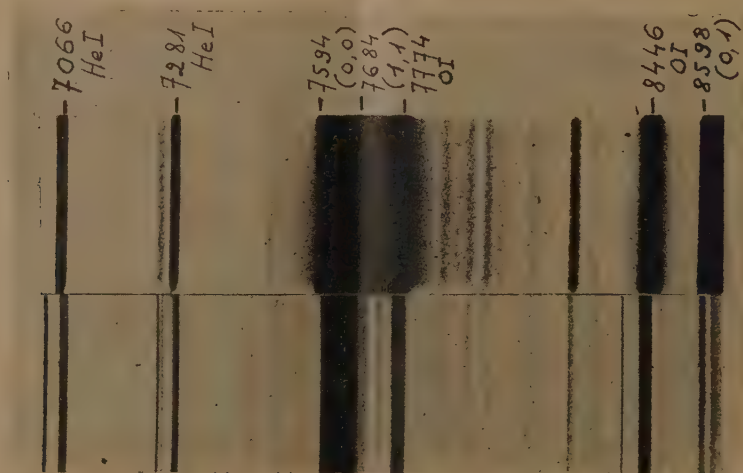
(2) R. C. HERMAN, H. S. HOPFIELD, G. A. HORNBECK et S. SILVERMAN, *J. Chem. Phys.*, 17, 1949, p. 220.

(3) R. HERMAN, *Thèse*, Paris, 1945.

observer d'autres dans l'ultraviolet et le visible. Dans le tableau ci-dessous, les bandes connues sont indiquées par la lettre C, les nouvelles par la lettre N.

ν'	ν''	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0	—	N	N	—	—	C	C	C	C	C	C	C	C	—
1	N	N	—	N	C	C	C	C	N	N	N	C	C	C
2	—	—	N	C	C	C	C	C	N	N	N	N	—	—
3	—	N	C	C	C	N	N	—	—	N	N	—	N	N
4	—	C	C	C	C	N	—	—	—	N	N	N	N	—
5	—	C	C	C	N	N	—	—	—	—	—	—	—	N
6	C	C	C	C	N	N	N	—	—	—	—	—	—	—

En même temps, plusieurs bandes atmosphériques sont émises dans l'infrarouge proche. Les transitions (0,0) 7594 et (0,1) 8598 sont les plus intenses, mais on observe également d'autres bandes plus faibles avec $\nu' = 1$ et $\nu' = 2$. Sur la reproduction ci-dessous on voit deux bandes de la séquence $\nu' - \nu'' = 0$: (0,0) 7594 et (1,1) 7684 et la bande (0,1) 8598 de la séquence $\nu' - \nu'' = -1$. Nous avons pu observer, en outre, les bandes (1,0), (1,2), (2,0), (2,2) et (3,0). L'intensité relative des bandes atmosphériques augmente avec la pression partielle de l'oxygène et ce système finit par être le seul émis dans le visible et l'infrarouge photographique.



Le spectre de l'oxygène dilué dans le xénon est tout à fait remarquable dans l'ultraviolet et dans le visible. Il ne contient pratiquement pas de bandes connues par l'étude du spectre de l'oxygène pur ⁽¹⁾. C'est seulement dans

(¹) R. W. B. PEARSE et A. G. GAYDON, *The Identification of Molecular Spectra*, 1941, p. 158.

l'infrarouge proche que l'on retrouve les bandes atmosphériques en émission, surtout la bande (0,0). Les seules autres radiations connues, présentes dans le visible et l'ultraviolet proche, sont les raies interdites 5577 ($^1S_0 - ^1D_2$) et 2972 ($^1S_0 - ^3P_1$) de OI.

Lorsque la pression partielle de l'oxygène augmente, on observe, en présence d'hélium, un spectre continu intense dans l'ultraviolet, en même temps que l'intensité des raies HeI décroît; ce spectre semble donc devoir être attribué à la molécule O_2 . Contrairement au spectre continu, observé dans un mélange d'oxygène et de xénon, qui débute brusquement vers 2400 Å et s'étend vers les courtes longueurs d'onde, on ne trouve pas de limite bien précise pour le fond continu émis en présence de l'hélium.

ELECTROCHIMIE. — *Cryoscopies dans la cryolithe fondue*. Note de MM. EUGÈNE DARMOIS et MAURICE ROLIN, présentée par M. Aimé Cotton.

Une série de discussions ont eu lieu récemment devant la Société Française des Électriciens au sujet de l'électrolyse des solutions d'alumine dans la cryolithe fondue⁽¹⁾. Un certain nombre d'hypothèses ont été avancées concernant l'état de l'alumine dans la solution : présence d'ions $Al_2O_4^{--}$, O^{--} ; formation de chiolite, etc. Dans l'état actuel de la question, aucune de ces hypothèses n'est vérifiable. Il nous a semblé que, puisqu'il s'agit de l'état moléculaire d'une substance en solution, la loi de Raoult devait pouvoir fournir les éléments d'une réponse. C'est pourquoi nous avons entrepris une série de cryoscopies dans la cryolithe fondue. La présente Note donne les premiers résultats de cette étude.

La cryolithe employée a été fournie par les établissements Alais-Froges-Camargue; son point de fusion est 1008°C. Les précautions prises pour protéger le couple platine-platine rhodié du liquide assez agressif seront décrites ailleurs. Il a fallu concilier cette protection avec la bonne conductibilité thermique du protège-couple. A cause des conditions assez spéciales de ces cryométries, il ne peut être question d'employer la méthode d'équilibre avec analyse subséquente de la solution. Les mélanges sont donc préparés par pesées, fondus et l'on note leur courbe de refroidissement, en reproduisant aussi exactement que possible les conditions pour la cryolithe pure et les solutions. Celles-ci sont toujours assez étendues; les abaissements dépassent rarement 5°; la précision est de 1/10 de degré.

Le tableau suivant donne les résultats relatifs aux solutions de $ClNa$, ClK , Cl_2Ba , TiO_2 . p est le poids de corps dissous pour 1000^g de solvant, m la molarité

(⁵) R. HERMAN et L. HERMAN, *Journal de Physique* (sous presse).

(1) *Bull. Soc. Fr. Électriciens*, 6^e série, 8, 1948, p. 503.

égale à p/M (M , masse moléculaire du corps dissous), ΔT l'abaissement cryoscopique, $\Delta T/m$ l'abaissement molaire.

ClNa.

$10^4 m.$	$\Delta T.$	$\frac{\Delta T}{m}$	$10^4 m.$	$\Delta T.$	$\frac{\Delta T}{m}$
292,5.....	1,2	41	1169,5.....	4,2	36
487.....	1,8	37	1169,5.....	4,1	35
682,5.....	2,5	36	1462.....	5,1	34
975.....	3,4	35	—	—	—

ClK.

152.....	1,1	72	456.....	3	65
180.....	1,3	72	532.....	3,7	69
228.....	1,6	70	540.....	3,5	64
304.....	2,1	69	630.....	4,1	65
360.....	2,5	69	720.....	4,7	65
380.....	2,7	71	810.....	5,1	63
450.....	2,9	64	900.....	5,3	69

Cl₂Ba.

64.....	0,8	125	256.....	3,2	125
135.....	1,7	125	270.....	3,4	125
162.....	2,1	129	320.....	4,1	128
243.....	3,1	127	384.....	4,8	125

TiO₂.

210.....	1,0	47	710.....	3,0	42
350.....	1,5	42	850.....	3,9	45
490.....	2,3	47	1050.....	4,3	40

Comme le faisait Raoult, on porte sur un graphique la valeur de $\Delta T/m$ en fonction de ΔT (ou m) et l'on extrapole pour $m = 0$. La valeur $(\Delta T/m)_0 = K$ est l'abaissement molaire à l'origine. On trouve respectivement pour les quatre substances ci-dessus

42 80 125 43

D'autre part la chaleur de fusion de la cryolithe est 16,64 calories-kilogramme par mole ⁽²⁾. La formule classique $K = (RT^2/JF)(M_1/1000)$ permet de calculer $K = 41,1$. D'après les nombres précédents, TiO₂ et ClNa donnent l'abaissement normal; ClK un abaissement double, Cl₂Ba l'abaissement triple. Dans des publications précédentes ⁽³⁾ l'un de nous a donné des règles

⁽²⁾ W. A. ROTH et W. BERTRAM, *Z. Elektroch.*, 35, 1929, p. 305.

⁽³⁾ Résumé dans : *L'activité des solutions électrolytiques*, Actualités Hermann, n° 945.

concernant les cryométries dans les hydrates salins fondus. Elles s'appliquent ici et conduisent à admettre que : 1° la cryolithe est un sel de sodium AlF_6Na_3 , dissocié en AlF_6^{--} et 3Na^+ ; 2° TiO_2 n'est pas dissocié en solution; 3° les chlorures sont dissociés entièrement en leurs ions, les ions Na^+ du chlorure ne comptant pas puisqu'ils figurent déjà en quantité importante dans le solvant.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Densités de vapeur et chaleurs latentes de vaporisation de liquides organiques purs.* Note (*) de M^{lle} ESTHER NICOLINI et M. PAUL LAFFITTE, transmise par M. Paul Pascal.

Dans une précédente Note (1) nous avons rapporté les résultats de mesures de tensions de vapeur de quelques liquides organiques purs. Dans la présente Note nous donnons les valeurs des densités de vapeur saturante de ces liquides et leurs chaleurs latentes de vaporisation calculées en partant des résultats précédents à l'aide de la formule de Clapeyron. Les densités de vapeur saturante ont été déterminées en introduisant une masse m de liquide dans l'appareil de mesures. Si v est le volume de la phase liquide, V celui de la phase vapeur, δ la densité de vapeur cherchée et d la densité du liquide, on a la relation

$$m = V\delta + vd,$$

qui permet le calcul de δ . Les valeurs de d à différentes températures ont été obtenues à l'aide d'une balance densimétrique.

Les tableaux suivants donnent les densités de vapeurs saturantes des substances étudiées.

1. — *Isooctane (2.2.4-triméthylpentane).*

$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.
18.....	0,250	34.....	0,478	50.....	0,868	62.....	1,289
22.....	0,297	38.....	0,562	54.....	0,989	66.....	1,472
26.....	0,350	42.....	0,648	58.....	1,128	70.....	1,673
30.....	0,406	46.....	0,753	—	—	—	—

2. — *2.2-diméthylbutane.*

$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.
0.....	0,580	12.....	0,932	25.....	1,508	35.....	2,139
2.....	0,620	15.....	1,045	28.....	1,678	38.....	2,366
5.....	0,705	18.....	1,174	30.....	1,804	40.....	2,524
8.....	0,800	20.....	1,267	32.....	1,934	42.....	2,685
10.....	0,864	22.....	1,358	—	—	—	—

(*) Séance du 2 novembre 1949.

(1) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 757.

3. — Éther diisopropylique.

$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.	$t(^{\circ}\text{C})$.	$\delta(\text{g/l})$.
20.....	0,694	32.....	1,101	42.....	1,599	52.....	2,253
22.....	0,747	35.....	1,230	45.....	1,777	55.....	2,478
25.....	0,837	38.....	1,379	48.....	1,977	58.....	2,722
28.....	0,947	40.....	1,487	50.....	2,113	60.....	2,960
30.....	1,021	—	—	—	—	—	—

4. — Formol diéthylique.

0.....	0,127	25.....	0,404	45.....	0,909	60.....	1,535
5.....	0,161	30.....	0,494	50.....	1,087	65.....	1,813
10.....	0,201	35.....	0,613	55.....	1,298	70.....	2,122
20.....	0,324	40.....	0,752	—	—	—	—

5. — Formol diméthylique.

0.....	0,595	15.....	1,139	25.....	1,673	35.....	2,390
5.....	0,755	20.....	1,393	30.....	2,000	40.....	2,827
10.....	0,932	—	—	—	—	—	—

Le Tableau suivant donne les chaleurs latentes de vaporisation (Cal./g).

$t(^{\circ}\text{C})$.	Isooctane.	2.2-diméthyl- butane.	Éther iso- propylique.	Formal	
				diéthylique.	diméthylique.
0.....	—	81,1	—	77,0	94,3
10.....	—	79,3	—	76,8	92,8
20.....	68,3	77,2	74,7	76,7	91,8
30.....	68,1	75,7	73,7	76,5	88,8
40.....	68,0	74,7	72,8	76,1	—
50.....	67,2	—	70,7	75,4	—
60.....	67,2	—	68,8	75,1	—
70.....	66,7	—	—	74,6	—

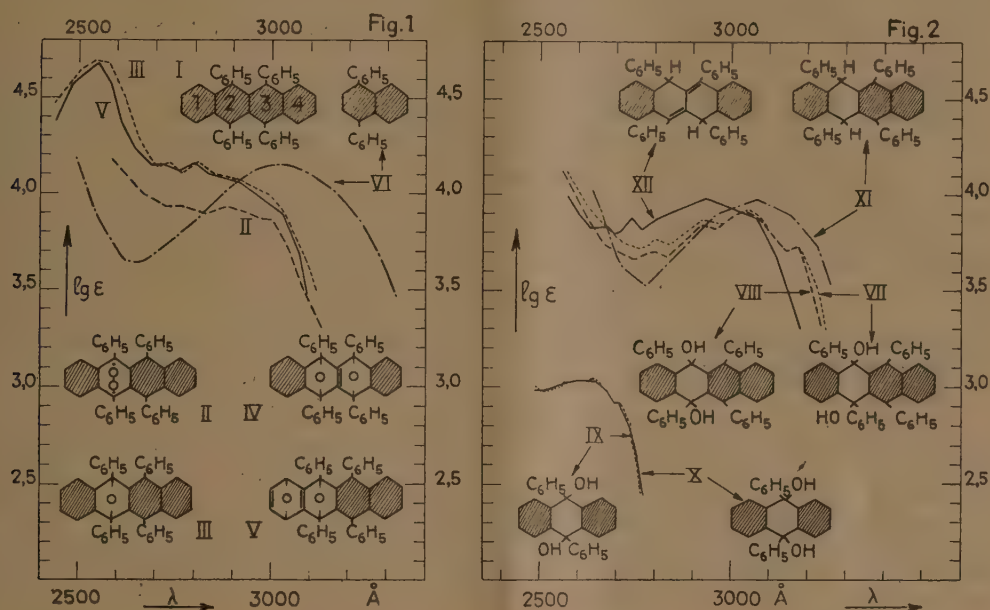
CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude spectrographique sur les formules de structure de l'isooxyrubrène et des deux dihydrorubrènes.* Note (*) de M. IVAN GILLET, présentée par M. Charles Dufraisse.

Le rubrène I, comme d'autres arylnaphtacènes, possède, outre l'oxyde dissociable II, deux oxydes stables, le monooxyde et l'isooxyde, auxquels Enderlin (1) attribuait respectivement les formules III et IV. Nous avons étudié leur structure par la méthode aux spectres U. V. déjà utilisée pour les photo-oxydes (1, 2, 3).

(*) Séance du 17 octobre 1949.

(1) *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 912, et *Ann. Chim. Phys.*, (11^e série), 10, 1938, p. 5.

a. Les formules II et III montrent des structures aromatiques tout à fait semblables, avec chacune un système de mésomérie diphénylnaphtalénique. Les courbes d'absorption de ces deux oxydes doivent donc être très proches. La formule IV, au contraire, ne présente que des systèmes benzéniques indépendants; la courbe d'absorption correspondante doit donc être nettement différente des deux autres. Or, nous avons trouvé que les courbes (II, III et V, *fig. 1*) de ces trois corps sont très voisines; la courbe V de l'isooxyde est même presque superposée à celle du monoxyde III; cela ne correspond pas du tout à la formule IV.



La comparaison de ces courbes avec celle du diphénylnaphtalène VI, montre une analogie de forme et une grande similitude de situation en longueur d'onde et en intensité d'absorption. Cette similitude de situation est d'autant plus frappante qu'elle isole très nettement ces courbes de celles du rubrène, carbure d'origine, et du benzène, élément constitutif des molécules étudiées. Les bandes caractéristiques du rubrène se trouvent en effet vers 5000 Å, tandis que celles du benzène, vers 2500-2600 Å, ont une intensité qui ne dépasse pas 2,5 unités « log ε ».

A l'appui de la formule III pour le monoxyde, Enderlin⁽¹⁾ apportait toute une série de faits chimiques et physiques. Notre courbe d'absorption (III, *fig. 1*) vient s'ajouter à ces faits et s'interprète également très bien par la même formule comme nous le verrons plus loin. Pour établir sa formule de l'isooxyde, Enderling s'appuyait également sur une longue série de faits et, par un raisonnement solide, arrivait à la conclusion que l'un des deux oxygènes devait se trouver en pont sur le noyau [2] du rubrène (formule I) dans la position

indiquée par la formule IV, et que l'autre oxygène devait former un pont semblable sur un noyau voisin. Mais là, plus aucun fait probant ne lui permettait de faire un choix définitif entre les noyaux [1] et [3]. Seule une raison de symétrie l'amena à la formule IV. La courbe d'absorption que nous avons déterminée (*fig. 1*), permet le choix en nous forçant à rejeter la formule IV. Cela nous mène tout naturellement à la formule V.

Cette dernière rétablit le parallélisme entre les formules et les courbes, quant à l'analogie avec le diphénylnaphtalène VI, le monooxyrubrène III et le photooxyrubrène II. Elle permet en outre, avec la formule III, d'expliquer certaines particularités des courbes : au delà de 2700 Å vers les grandes longueurs d'onde, l'absorption diphénylnaphtalénique prédominante, bien que déformée, donne aux courbes III et V des tracés presque identiques; en deçà de 2700 Å, l'absorption benzénique, s'ajoutant à la précédente, rehausse les deux courbes dans une mesure en rapport à peu près quantitatif avec le nombre des noyaux benzéniques contenus respectivement dans les molécules III et V.

Devant cette concordance, nous pouvons légitimement, à côté de la formule III d'Enderlin pour le monooxyde, proposer la formule V pour l'isooxyde. Cette dernière, présentée comme hypothèse de travail, demande évidemment à être vérifiée, notamment par la voie chimique. Pour le moment elle explique tous les faits connus.

b. Un second fait concerne les deux dihydrorubrènes. Les courbes d'absorption (XI et XII, *fig. 2*) de ces deux isomères sont différentes, alors que celles des dihydroxyrubrènes VII et VIII sont presque identiques. Il semble donc que le type d'isomérisation ne soit pas le même dans les deux cas. Comme les deux quinols du diphénylanthracène, isomères *cis-trans*, ont aussi des courbes presque identiques (IX et X, *fig. 2*), l'isomérisation des dihydroxyrubrènes doit être *cis-trans*. Ce fait et une analogie avec le cas des naphtacène-quinones ⁽²⁾ nous amène à proposer, provisoirement, l'isomérisation *antio-dia* (XI, XII) pour les dihydrorubrènes.

Une étude plus approfondie sera nécessaire pour élucider ce cas.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Hydrolyse des céto-esters mésodihydroanthracéniques.*

Les céto-acides. Note (*) de M. JEAN RIGAUDY, présentée par M. Charles Dufraisse.

Les céto-esters mésodihydroanthracéniques (I) dont j'ai précisé les modes d'obtention dans deux précédentes Notes ⁽¹⁾ ⁽²⁾ devaient donner facilement

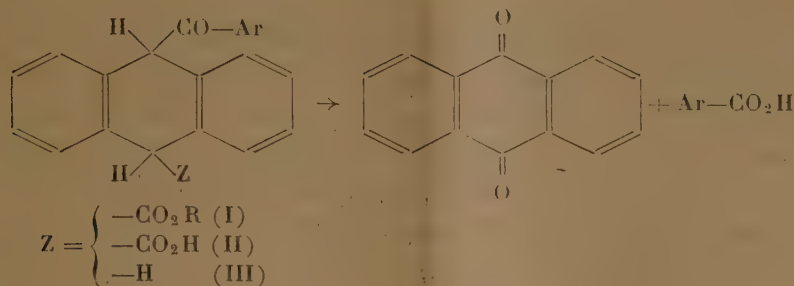
⁽²⁾ CH. DUFRAISSE et J. HOUPILLART, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 756.

(*) Séance du 2 novembre 1949.

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1327.

⁽²⁾ *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 662.

par hydrolyse les céto-acides correspondants (II). Cette réaction pourtant classique s'est révélée ici singulièrement délicate par suite de la fragilité de ces produits en milieu alcalin.



En effet, lorsqu'on dissout les céto-esters (I) dans la potasse méthylique moléculaire, il se développe une coloration jaune orangé, indice d'une énolisation au moins partielle de la fonction cétone, et la solution obtenue laisse bientôt déposer, par agitation à l'air, de fines aiguilles d'anthraquinone formée par autoxydation. On évite cette dégradation en se plaçant à l'abri de l'oxygène, mais la réaction normale d'hydrolyse peut encore se trouver concurrencée par le *dédoublé* acide, coupure du reste aroyle, facile dans cette série puisqu'il se produit complètement dès la température ordinaire avec le reste benzoylé.

Devant ces difficultés, je me suis tourné vers les catalyseurs acides et j'ai finalement réalisé la saponification par chauffage en tube scellé avec HCl concentré ($d=1,18$). Plusieurs céto-acides (II) ont ainsi été obtenus, dans un état de pureté satisfaisant, avec des rendements qui atteignent 90 %, voire davantage. L'action ménagée du chlorure de thionyle conduisait aux céto-chlorures d'acide correspondants.

Acide benzoyl-9 dihydro-9.10 anthracénecarboxylique-10 *cis* (II, $\text{Ar}=\text{C}_6\text{H}_5$), $\text{C}_{22}\text{H}_{16}\text{O}_3$. Le produit est identique à celui déjà préparé par condensation directe [voir (2)]. $F_{\text{inst}} 199^\circ$.

Chlorure d'acide : $\text{C}_{22}\text{H}_{15}\text{O}_2\text{Cl}$, $F_{\text{inst}} 157^\circ-158^\circ$ (décomp.).

Acide *p*-toluyl-9 dihydro-9.10 anthracénecarboxylique-10 *cis* (II, $\text{Ar}=\text{C}_6\text{H}_4-\text{CH}_3$), $\text{C}_{23}\text{H}_{18}\text{O}_3$, $F_{\text{inst}} 251^\circ-252^\circ$.

Chlorure d'acide : $\text{C}_{23}\text{H}_{17}\text{O}_2\text{Cl}$, $F_{\text{inst}} 172^\circ-173^\circ$ (décomp.).

Acide *p*-anisoyl-9 dihydro-9.10 anthracénecarboxylique-10 *cis* (II, $\text{Ar}=\text{C}_6\text{H}_4-\text{OCH}_3$), $\text{C}_{23}\text{H}_{18}\text{O}_4$, $F_{\text{inst}} 236^\circ$.

En dehors de l'importance qu'elle peut avoir dans la chimie de ces composés, la dégradation des céto-esters et des céto-acides par autoxydation mérite une attention spéciale.

Elle semble générale pour tous les dérivés monocétoniques en méso du dihydroanthracène car on la retrouve avec la dihydroanthraphénone (III, $\text{Ar}=\text{C}_6\text{H}_5$) en solution dans la potasse méthylique. En outre, elle se manifeste avec une

netteté peu commune chez les autoxydations : l'anthraquinone étant recueillie directement pure avec un rendement presque quantitatif, tandis que l'acidification de la solution libère l'acide $\text{Ar} - \text{CO}_2\text{H}$, dont la nature est caractéristique de la structure du céto-dérivé et sert à l'établir.

De plus, la vitesse de la réaction diminue considérablement avec le pH de la solution; on le constate, en solution aqueuse, avec les céto-acides, excepté avec le *p*-tolylcéto-acide (II, $\text{Ar} = \text{C}_6\text{H}_4 - \text{CH}_3$) qui donne lieu à une isomérisation d'un type particulier en cours d'étude. Cette vitesse est si réduite dans le CO_3NaH en solution saturée (pH = 8,4) que la dissolution dans ce milieu permet la séparation et la purification des céto-acides.

En résumé, cette autoxydation présente tous les caractères de celles du benzoylfluorène et de l'acide diphenylpyruvique signalées récemment ⁽³⁾. Dans ces deux cas, il avait été admis en accord avec les théories de Farmer et de ses collègues ⁽⁴⁾ et avec les conclusions de Paquot ⁽⁵⁾ que les produits recueillis résultaient de la coupure d'hydroperoxydes instables, formés intermédiairement par suite d'une activation de l'atome d'hydrogène situé en α du groupement carbonyle. Un mécanisme ionique avait même été proposé car les réactions ont lieu uniquement en milieu alcalin.

Il paraît logique d'admettre qu'un mécanisme du même genre intervient dans le cas présent [voir ⁽³⁾ et ⁽⁶⁾]; on remarque alors qu'il nécessite la consommation de deux molécules d'oxygène par molécule de produit cétonique autoxydé.

GÉOLOGIE. — *Sur certains aspects de la morphologie littorale des plages et leur interprétation.* Note de M. **ANDRÉ RIVIÈRE**, présentée par M. Charles Jacob.

Sur la côte varoise et en beaucoup d'autres points des côtes méditerranéennes, les grèves sableuses présentent fréquemment le profil suivant : 1° une partie faiblement inclinée correspondant à la plage proprement dite; 2° une pente modérément inclinée sur laquelle les vagues achèvent de déferler; 3° du côté du large, cette pente se termine par un talus au profil convexe et à forte pente que l'on pourrait appeler *talus de déferlement*, remarquable par une granulométrie relativement grossière, surtout à sa partie inférieure, parfois presque exclusivement formée de galets et de graviers;

⁽³⁾ J. RIGAUDY, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 253.

⁽⁴⁾ *Trans. Faraday Soc.*, 38, 1942, p. 348 et 42, 1946, p. 228.

⁽⁵⁾ *Bull. Soc. Chim.*, (5), 12, 1945, p. 450.

⁽⁶⁾ CH. DUFRAISSE, A. ETIENNE et J. RIGAUDY, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1773.

^(*) Séance du 2 novembre 1949.

4° une zone de pente très faible, en continuité avec les fonds du large mais présentant souvent (surtout par gros temps), au contact du talus de déferlement, quelques ondulations paraissant liées à des phénomènes d'ondes stationnaires (ressac du talus de déferlement?), passant rapidement à des ripple-marks de type normal. Les fonds de cette dernière zone présentent de nouveau une granulométrie plus fine, et les éléments grossiers provenant du talus de déferlement y sont généralement localisés (s'il s'en trouve) au fond des rides (surtout des premières). Quoi qu'il en soit, au pied du talus de déferlement, le changement granulométrique est excessivement rapide. Ces caractères morphologiques des profils littoraux sont qualitativement très constants et persistent malgré des modifications parfois importantes en relation avec les variations du niveau et de l'état de la mer.

L'observation directe (lunette de plongée) montre que la base du talus de déferlement correspond approximativement au point où le mouvement ondulatoire des lames, déjà très déformé, achève de se transformer en un mouvement alternatif des masses d'eau, lancées en avant vers la plage et reculant ensuite sous l'effet de la pesanteur. Galets, graviers et grains de sable entraînés en avant d'autant plus loin qu'ils sont moins gros sont ramenés en arrière par le reflux de chaque vague, la pesanteur jouant un rôle non négligeable dans le retour au pied du talus des éléments les plus grossiers qui ont tendance à s'y arrêter jusqu'à ce que le déferlement d'une vague suffisamment forte les rejette en avant.

Par beau temps, il arrive que les variations de niveau d'une mer faiblement agitée entraînent l'apparition d'un nouveau *talus de déferlement*, à un niveau sensiblement différent de celui qui préexistait et sans que celui-ci soit immédiatement détruit. Il en résulte un profil en gradins, très caractéristique, mais instable.

Les observations faites en divers lieux montrent que l'existence du talus de déferlement est indépendante du sens de l'évolution de la plage (avancée ou recul du rivage). Les cordons de galets ou de graviers ainsi constitués se prolongent parfois très loin le long des côtes basses, à de grandes distances de leurs zones d'alimentation, montrant que la zone du talus de déferlement (ainsi sans doute qu'une étroite bande contiguë) est également la zone dans laquelle les phénomènes de transfert latéral atteignent leur maximum d'intensité.

Cet aspect des profils littoraux semble rarement s'observer sur les côtes atlantiques, sans doute en raison du déplacement au cours des marées de la zone où pourrait se constituer le talus de déferlement. Par contre l'existence d'une zone de transfert intensif, étroite et active mais mobile, permet de comprendre la dispersion sporadique sur ces plages de cordons ou de nappes plus ou moins étendues de cailloutis et de galets, dont la granulométrie peut

différer profondément de celle des sables adjacents. C'est probablement aussi des mêmes phénomènes que dépend la nette rupture de pente que l'on observe fréquemment vers la laisse de basse mer correspondant aux marées moyennes.

GÉOLOGIE. — *Sur la présence de plusieurs phases de diastrophisme en Tunisie Orientale.* Note de M. GILBERT CASTANY, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

Les études détaillées, à l'échelle du pli, mettent en évidence, en de nombreux points de Tunisie Orientale, la présence de mouvements orogéniques d'âges différents, dont l'interférence explique la complexité structurale de cette région. Les exemples les plus caractéristiques sont réalisés dans la chaîne Nara-Sidi Kralif et au Djebel Chérabil au Sud Ouest de Kairouan.

L'*accident Nara-Sidi Kralif* dissymétrique, orienté NS, présente un flanc occidental régulier alors que le versant oriental laminé est en grande partie effondré. Tous les terrains y sont représentés (sauf une lacune de l'Éocène supérieur, générale en Tunisie Orientale), du Lias inférieur au Miocène. Les couches présentent de nombreuses variations locales de faciès et de puissance résultant de pulsations locales qui seront analysées ultérieurement. C'est toutefois déjà une preuve de l'instabilité constante de cette zone au cours des temps géologiques.

Dans des Notes précédentes ⁽¹⁾ nous avons décrit la partie centrale et méridionale de cette unité. Les levés détaillés au 1/20 000 et au 1/50 000 montrent la structure complexe des couches du Jurassique et du Crétacé inférieur et moyen, qui contraste avec la régularité des terrains de bordure du Crétacé supérieur au Miocène. Au *Djebel El Attaris*, une faille importante redoublant la série Crétacé inférieur et moyen n'affecte pas le Sénonien supérieur (Campanien) pas plus que les étages surincombants qui, du Nord au Sud, se poursuivent avec régularité sur près de 50^{km}. En ce point apparaît donc une phase orogénique qui se situerait au Sénonien inférieur, le Turonien fossilifère étant intéressé.

Les couches jurassique et Crétacé inférieur et moyen des *Djebels Sidi Kralif* et *Faïd* sont accidentées par de nombreuses fractures dessinant un réseau orthogonal, accompagnées de laminages, de disharmonies, qui contrastent avec la régularité des couches plus récentes post-turonienues. Ces deux exemples mettent en évidence la présence d'une phase antésénonienne.

Le flanc oriental du pli réalise le maximum de complexité. Failles, dislocations, laminages s'y succèdent avec formation d'écaillés de calcaires campaniens ou jurassiques, de grès albo-aptiens, au sein de gypses liasiques ou éocènes avec, par places, quelques lambeaux de Jurassique, témoins de la

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 684-688; *Ann. Mines et Géologie*, Tunis, 1947.

retombée anticlinale Est. La présence de lumachelles et de calcaires lutétiens montrent qu'ici, le Nummulitique a participé à l'orogénèse dont le paroxysme peut être fixé à la fin du Miocène, début du Pliocène. L'ensemble dessine une zone de fractures, étroite bande, large de quelques dizaines de mètres, s'étendant sur près de 100^{km}, du Nord au Sud, d'El Aouareb au Djebel Bou Dinar. Nous l'avons assimilée, en 1946, au Djebel Nara, à un pli-faille ⁽²⁾. Les études détaillées poursuivies ces dernières années dans toute la chaîne et analysées à la suite des travaux de L. Glangeaud dans le Jura ⁽³⁾, nous ont permis d'y reconnaître non pas l'effet d'une seule phase orogénique qui conditionne la notion de pli-faille, mais de plusieurs déformations. Cette origine polygénique nous conduit à assimiler cette structure aux *failles-plis* de L. Glangeaud. Il s'agirait d'une zone de fractures contemporaines des accidents d'âge crétacé du flanc occidental, plissée au cours du paroxysme alpin (Pontien-Pliocène inférieur). Son ampleur permet d'affirmer qu'elle correspond à une fracture du bâti profond dont la signification structurale apparaît lors d'une analyse à l'échelle de la chaîne toute entière.

Le *Djebel Cherahil*, situé à l'Est des accidents précédents, d'orientation SSE-NNW, donne lieu à des observations qui viennent confirmer nos hypothèses. Au centre, la série est normale, du Cénomanién au Miocène supérieur. Vers le Nord, on note d'importantes variations de faciès et d'épaisseurs des couches du Crétacé moyen et supérieur et du Lutétien inférieur, de telle sorte qu'à la fermeture périclinale, le Lutétien supérieur repose directement sur les grès et dolomies de l'Albo-Aptien. A quelques centaines de mètres au Sud, le Sénonien supérieur (Campanien) est transgressif et en discordance tectonique sur le Crétacé inférieur. Nous décelons donc au Chérachil-Nord des *mouvements d'âge crétacé, anté-campanien*.

D'autres exemples pourraient être cités. Ils feront l'objet d'une étude complète et détaillée.

Les études géologiques détaillées ont montré la présence en Tunisie Orientale de plusieurs phases de diastrophisme qui permettent d'expliquer la complexité structurale de ses plis, et leurs importantes anomalies directionnelles.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur la structure de la Galilée libanaise et de la dépression du Houlé*. Note de M. ÉTIENNE DE VAUMAS, présentée par M. Emmanuel de Martonne.

On peut appeler du nom de Galilée libanaise, la partie septentrionale du massif galiléen qui se trouve incluse dans le territoire de l'État du Liban. Elle

⁽²⁾ *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 812, 814.

⁽³⁾ *Bull. Soc. Hist. Nat. Doubs*, n° 51, 1945, p. 17-38 et 52, 1948, p. 5-16; *Bull. Soc. Belge de Géologie*, 1947.

est limitée au Nord par le Nahr Qasmié, au Sud par la frontière libano-palestinienne, à l'Est par la dépression du Houlé, à l'Ouest enfin par la Méditerranée.

1. *Structure de la Galilée libanaise* ⁽¹⁾. — Cette région est formée d'un haut pays qui occupe presque toute la zone qui vient d'être délimitée et d'un bas pays, cantonné dans l'angle Nord-Ouest de celle-ci.

Le bas pays prolonge celui qui bordait, au Nord du Qasmié, le Liban méridional. Il est constitué par les extrémités de l'anticlinal de Tyr et du synclinal du Ras el Abiad ⁽²⁾.

Le haut pays lui fait suite au delà d'une grande contre-pliure ⁽³⁾ de direction SW-NE qui relève vigoureusement les couches cénomaniennes vers le Sud-Est et qui va, en diminuant d'importance, du Ras el Abiad au village de Teir Zibna. Il est accidenté dans sa partie la plus élevée par de petits anticlinaux et synclinaux de même orientation; la grande contre-pliure, liée à la pliure qui, au Nord du Qasmié, sépare le bas pays de la montagne, s'y prolonge, en outre, très atténuée, jusque vers le village de Meïss ej Jebel. Il se termine à l'Est par un grand escarpement de 500^m et plus, qui domine la plaine du Houlé et qui a été interprété jusqu'ici comme le début de la faille occidentale du fossé palestinien.

Même en l'absence de précisions qui manquent encore, cette manière de voir n'est pas justifiée.

En effet, du village de Métoullé à celui de Hunin, on voit les couches se couder brusquement pour plonger vers la dépression du Houlé, avec un pendage voisin parfois de la verticale. Au Sud de Hunin, la carte géologique de Blake ⁽⁴⁾ montre que l'Albien et le Cénomalien inférieur qui apparaissaient déjà au Nord sur la charnière de la pliure, continuent à s'y montrer; seul, le fait que cette charnière est située ici dans le bas de l'escarpement a pu créer l'illusion que celui-ci était dû à une faille, les couches situées au-dessus de la charnière y affleurant par leur tranche comme il est normal. Enfin à partir du point où la frontière libano-palestinienne, jusque-là NS, prend une direction EW, les couches descendent régulièrement vers le Sud-Est sans qu'il y ait de pliure.

La Galilée libanaise est donc un pli de fond anticlinal dont le style rappelle celui du Liban septentrional : après une montée rapide des couches, on a, comme c'était le cas pour celui-ci, un sommet subhorizontal (mais plissoté en Galilée) et une plongée très brusque sous l'effet d'une pliure extrêmement

⁽¹⁾ Stratigraphie d'après les cartes de L. Dubertret et de G. S. Blake.

⁽²⁾ E. DE VAUMAS, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 2086-2088.

⁽³⁾ Sur la définition des termes *pliure* et *contre-pliure*, voir *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 2086, note ⁽⁴⁾.

⁽⁴⁾ *Geological map of Palestine*, 1/250.000.

vigoureuse. Toutes les orientations structurales sont NE-SW, sauf celle de l'axe principal qui est d'abord NS et qui ne s'incurve vers le SW, qu'un peu avant le lac du Houlé.

2. *Relation structurale de la Galilée et du Liban.* — Au NE du massif galiléen, s'étend la région de Merjayoun. C'est une petite plaine formée par un synclinal encadré de deux anticlinaux. Le synclinal n'est autre que l'extrémité du grand synclinal de fond de la Bekaa ⁽⁵⁾ qui se ferme ici définitivement. L'anticlinal oriental qui correspond à la crête où se trouve le village d'el Khiam, se sépare de l'Hermon ⁽⁶⁾ pour aller à Métoullé s'accoler contre la Galilée libanaise. L'anticlinal occidental qui laisse apparaître le jurassique sur son versant Ouest, prolonge exactement au delà du Litani, le pli de fond du Liban et se raccorde près de Métoullé, à celui de Galilée.

Djebel Ansarieh, Liban et Galilée ne sont donc qu'un seul et même pli de fond séparé en trois massifs distincts par les grands ensembles du Nahr el Kebir et du Nahr Qasmié. Le Carmel en est vraisemblablement le point extrême. D'abord NS, il passe au NNE-SSW, puis au NE-SW, comme c'était le cas de l'Amanus et du Casius-Kurd Dagh en Turquie et des plis de Palestine, du Negeb et de la partie septentrionale de la presqu'île du Sinaï, plus au Sud.

3. *La dépression du Houlé.* — On a déjà vu qu'elle était limitée à l'Ouest par la retombée de la voûte galiléenne qui se fait, soit par une très forte pliure rectiligne, soit par une courbure plus régulière. A l'Est les nappes basaltiques du Haouran s'inclinent dans sa direction sans qu'aucun abrupt marquant, fournisse un argument morphologique probant qu'il y existe une faille importante ⁽⁷⁾. On a tout lieu de supposer que cette inclinaison des nappes volcaniques traduit celle des couches sédimentaires sur lesquelles elles reposent.

La dépression du Houlé n'appartient donc que topographiquement au fossé palestinien. Comme la Bekaa, c'est un grand synclinal de fond qu'on voit d'ailleurs se terminer et se fermer au Nord entre l'Hermon et l'anticlinal d'el Khiam ⁽⁸⁾. Il s'accrole le long de celui-ci au synclinal du Merjayoun qui, en sens inverse, termine le synclinal de la Bekaa.

4. *La fracture syrienne.* — Cette faille qui se suit au revers du Djebel Ansarieh et du Liban sur près de 350 km, cesse brusquement au passage du

⁽⁵⁾ E. DE VAUMAS, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 140-142.

⁽⁶⁾ *Ibid.*, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 2166-2168.

⁽⁷⁾ Il est à noter que l'on ne peut invoquer non plus aucun argument d'ordre statistique en faveur de celle-ci.

⁽⁸⁾ Vers le SW, il est probable que le synclinal du Houlé se poursuit par la basse Galilée, l'Ouest de la plaine d'Esdreton et la zone de collines nummulitiques, situées entre le Carmel et la Samarie.

Litani près du village de Bourrhoz. Il n'y en a aucune trace dans la région du Merjayoun, ni dans la dépression du Houlé dont l'escarpement occidental s'explique par une pliure.

MÉTÉOROLOGIE. — *Analyse harmonique de la variation diurne de la pression atmosphérique à l'Observatoire de Ksara (Liban)*. Note de M. **JEAN CHEVRIER**, présentée par M. Charles Maurain.

Dans un travail récent ⁽¹⁾ j'ai étudié la variation diurne de la pression atmosphérique à l'Observatoire de Ksara d'après 25 années d'observations. L'analyse harmonique de cette variation, donnée ci-dessous, permet des indications complémentaires sur le régime de cette variation.

$$\text{Analyse harmonique : } P = \mu + \sum_n a_n \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (n = 1, 2, 3, 4).$$

Ondes.....	Diurne.			Semi-diurne.			Tiers-diurne.			Quart-diurne.		
	a_1	φ_1	t_1	a_2	φ_2	t_2	a_3	φ_3	t_3	a_4	φ_4	t_4
	mm	°	h m	mm	°	h m	mm	°	h m	mm	°	h m
Janvier.....	0,218	43,48	3,05	0,424	175,55	9,08	0,183	19,32	1,34	0,078	265,47	3,0
Février.....	0,170	52,08	2,31	0,423	176,49	9,24	0,111	13,08	1,24	0,026	230,52	3,3
Mars.....	0,234	29,36	4,02	0,458	162,45	9,34	0,054	16,02	1,39	0,035	333,35	1,5
Avril.....	0,213	26,25	4,14	0,441	159,37	9,41	0,024	147,02	6,44	0,017	360,00	1,3
Mai.....	0,276	13,02	5,08	0,389	160,59	9,38	0,068	170,55	6,12	0,016	309,40	2,1
Juin.....	0,354	21,08	4,35	0,350	163,15	9,33	0,075	173,13	6,09	0,015	320,03	1,5
Juillet.....	0,400	29,49	4,01	0,354	162,02	9,36	0,093	173,09	6,09	0,026	310,31	2,0
Août.....	0,395	29,15	4,03	0,412	167,25	9,25	0,069	160,38	6,24	0,030	293,10	2,2
Septembre..	0,411	27,01	4,12	0,477	171,10	9,17	0,014	119,37	6,26	0,039	290,07	2,3
Octobre....	0,424	26,57	4,12	0,486	174,53	9,10	0,077	26,43	1,44	0,037	267,51	2,5
Novembre..	0,362	33,55	3,44	0,465	178,30	9,03	0,134	31,38	1,26	0,029	341,47	1,3
Décembre..	0,247	43,33	3,06	0,431	178,11	9,04	0,170	18,27	1,35	0,066	256,47	3,1
Max (M)....	0,424	52,08	5,08	0,486	178,30	9,41	0,183	173,13	6,44	0,078	360,00	3,3
	Oct.	Fév.	Mai	Oct.	Nov.	Avril	Janv.	Juin	Avril	Janv.	Avril	Fév.
Min (m)....	0,170	13,02	2,31	0,350	159,37	9,03	0,014	13,08	1,26	0,015	230,52	1,3
	Fév.	Mai	Fév.	Juin	Avril	Nov.	Sept.	Fév.	Nov.	Juin	Fév.	Avr.
Osc. M-m...	0,254	37,06	2,37	0,136	18,53	0,38	0,169	160,05	5,18	0,063	129,08	2,0
Moyenne.	0,309			0,426			0,089			0,034		

$t_n (n = 1, 2, 3, 4) =$ heure du premier maximum de l'onde.

De cette analyse on peut conclure la contribution des quatre premières ondes au régime de la pression. On remarque surtout :

1° la prépondérance de l'amplitude a_2 de l'onde semi-diurne sur celle de l'onde diurne a_1 , ainsi que la stabilité de cette onde semi-diurne. Ce n'est

(1) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 843.

qu'en juin et juillet que a_1 surpasse a_2 et de peu. De plus, tandis que l'oscillation de a_1 (0,424 en octobre, 0,170 en février) représente 87 % de la moyenne annuelle, 0,309, l'oscillation de a_2 (0,486 en octobre, 0,350 en juin) atteint seulement 32 % de la moyenne annuelle, 0,426; de même l'instant du maximum de a_1 se déplace de 2^h 21^m en février à 5^h 08^m en mai, tandis que celui du premier maximum de a_2 varie peu au cours de l'année : 9^h 41^m en avril, 9^h 03^m en novembre;

2° le déphasage de l'onde tiers-diurne dont l'instant du premier maximum a lieu vers 6 heures d'avril à septembre et vers 1^h 30^m d'octobre à mars.

En résumé l'allure de la variation diurne, en particulier la stabilité du maximum vespéral M'' est conditionnée par celle de l'onde semi-diurne, qui correspond sans doute à une période naturelle de l'atmosphère.

La variation annuelle de l'onde diurne, avec un maximum étalé de juin à octobre et un minimum en janvier et février est celle d'une onde locale apparentée à l'évolution annuelle de la température qui présente un maximum en juillet-août et un minimum en janvier-février.

CYTOPHYSIOLOGIE. — *Action d'une solution concentrée d'urée sur l'amidon in vitro et in situ dans les cellules végétales.* Note de M. **PHILIPPE HAGÈNE** et M^{lle} **MARIE GOAS**, présentée par M. Raoul Combes.

Une solution saturée (c'est-à-dire à peu près molaire) de thiourée ne dissout pas totalement l'amidon à froid, au contraire de ce qu'on a écrit. Sous le microscope, les grains de l'amidon de Pommé de terre, prélevés dans le tubercule, augmentent de taille pour prendre finalement, avec des vitesses très inégales d'ailleurs, l'aspect de sacs membraneux éventrés.

L'action d'une solution décamolaire (c'est-à-dire à peu près saturée) d'urée, qui permet plus facilement l'emploi simultané du réactif de Lugol, est encore suivie plus aisément. Le hile du grain augmente d'abord de diamètre, ou encore, et parfois simultanément, il se forme un petit nombre de fissures qui semblent à peu près perpendiculaires aux stries d'accroissement. Bientôt le grain se creuse d'une cavité qui souvent est excentrique au hile, mais paraît toujours située dans le plan de symétrie. L'imbibition ne s'effectue qu'à partir de ce moment et de cette cavité, car les stries sont nettement visibles dans le reste du grain où l'existence de la biréfringence montre la persistance de la structure submicroscopique. Parfois apparaît dans la région de la cavité une sorte de quadrillage fin déjà signalé durant la linternisation, et diversement interprété par les auteurs.

Les progrès de l'imbibition transforment le grain en un sac de grande dimension (fréquemment plus de 250 μ), constitué par une paroi épaisse dont la face interne porte des sortes d'arborisations.

La liqueur de Lugol colore un grand nombre de grains sensiblement en noir, mais elle révèle aussi l'existence autour d'eux d'un corps, en solution ou plus généralement en dispersion aqueuse, et colorable en bleu outremer franc. Si la quantité d'iode est faible, la cavité des grains présente cette même teinte bleu franc, alors que la paroi est presque incolore. De plus, parmi les grains colorés en noir, on trouve d'autres grains réduits à la *paroi* déchirée et repliée : ces grains prennent une coloration lie de vin plus ou moins claire. Sous les aiguilles du micromanipulateur, cette sorte d'enveloppe se comporte comme un objet élastique, reprenant sa forme primitive après étirement, n'adhérant pas à l'aiguille à laquelle la surface externe paraît résister. Interprétée en utilisant les termes habituels, l'action de l'urée consisterait donc en une dissolution de l'*amylose*, alors que l'*amylopectine* qui constituerait, au moins en majeure partie la région externe du grain, ne présenterait qu'une imbibition limitée.

L'urée agit sur les divers constituants de la cellule, mais il ne sera question ici que de l'amidon. Dans les cellules de la base de la feuille d'*Elodea canadensis*, après une vingtaine de minutes de contact, les grains d'amidon colorés en bleu foncé dépassent largement par imbibition la taille des chloroplastes. On peut même voir la rupture de ceux-ci par le grain d'amidon interne qui fait très largement saillie. L'imbibition inégale fait apparaître dans des cellules situées un peu au-dessus des précédentes de très curieux grains en forme d'*X* à branches arquées. Si le contact avec la solution d'urée est prolongé pendant plusieurs heures, la solution de Lugol colore en bleu outremer le liquide intracellulaire, démontrant ainsi la mise en solution de l'*amylose*.

Chez *Spirogyra*, quand l'amidon est abondant, l'imbibition provoquée par la solution d'urée transforme le contenu cellulaire en un lacs de minces travées vertes limitant des espaces grisâtres où l'on peut distinguer parfois un nodule central brillant. La solution de Lugol colore ces espaces en bleu plus ou moins foncé, tandis qu'un liquide bleu outremer baigne le tout. Les cellules rompues montrent des masses chiffonnées, colorées en violet vineux, souvent pâles (formées d'*amylopectine* ?). Quand l'amidon est peu abondant, l'action successive de la solution d'urée et du liquide de Lugol fait apparaître à la place de chaque pyrénioïde une vésicule hyaline renfermant dans sa région centrale des sortes de cordons confusément contournés et colorés en bleu violet, plus pâle et plus rougeâtre hors de la cellule.

Dans l'action de la solution concentrée d'urée (dans l'eau de mer) sur l'amidon floridéen, on retrouve un certain nombre des phénomènes précédemment décrits. Les grains se creusent souvent d'une cavité et la poche formée par imbibition se replie de façon complexe; quelquefois les formes en disques concaves se transforment en lames minces bordées d'un bourrelet épais; ou encore les masses imbibées peuvent s'enrouler de façon régulière ou présenter des points plus épais, disposés régulièrement. Au cours de l'imbibition peuvent

apparaître des structures complexes comme celle qui a été décrite par Oltmanns dans *Ceramium tenuissimum*. La solution d'urée employée seule fait souvent apparaître dans les cellules à amidon de petits corpuscules chlorophylliens en bâtonnets, en arcs ou en sphérules qui étaient invisibles avant son action.

La solution de Lugol colore les grains imbibés d'une teinte qui varie entre le violet et le rouge vineux. Il semble que celui-ci domine d'autant plus que le contact avec la solution d'urée a été maintenu plus longtemps. On pourrait peut-être penser à la présence d'un corps voisin de l'amylose, existant en quantité variable, et plus ou moins éliminé suivant les espèces. Nous n'avons cependant pas observé jusqu'ici de bleuissement du milieu autour des grains sous l'action de l'eau iodée.

Ainsi, l'urée en solution concentrée permet d'observer les phénomènes qui accompagnent l'imbibition de l'amidon. Elle paraît posséder un certain nombre d'avantages sur les autres agents utilisés pour provoquer ce phénomène, en particulier une action moins brutale sur les autres constituants de la cellule.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence, chez le Knautia arvensis Coult., de deux races se distinguant l'une de l'autre par des caractères biologiques.* Note de M. **PAUL JAEGER**, présentée par M. René Souèges.

L'observation ⁽¹⁾ montre que le *Knautia arvensis* comprend au moins deux races qui, à première vue, se distinguent l'une de l'autre par leurs exigences écologiques et leurs époques de floraison. La première, à floraison précoce, affecte les prairies fauchables à *Arrhenatherum elatius* (L.) Mert. et K. Elle épanouit ses capitules dès le début du mois de mai et les individus les premiers fleuris sont régulièrement unisexués femelles. Autour de la mi-juin, à l'époque de la fenaïson, ces plantes sont déjà parvenues au terme de leur cycle reproducteur : elles cessent de fleurir et les akènes arrivés à maturité tombent des capitules. La deuxième, à floraison tardive, se rencontre en dehors de l'arrhénathéraie (talus, bords des chemins, etc.); elle ne commence à épanouir ses capitules qu'en juin ou même plus tard et les individus de cette race continuent à fleurir jusqu'en fin de saison (octobre-novembre).

En vue de nous assurer du bien-fondé de ces observations nous avons, dès 1947, planté côte à côte, dans des terrains fumés ou non, l'une et l'autre de ces deux races du *Knautia arvensis* ⁽²⁾. Dans les lignes qui vont suivre nous essayons de décrire la façon de se comporter de ces deux lots (une centaine d'individus) au cours des étés 1948 et 1949.

⁽¹⁾ Observations s'échelonnant sur un laps de temps de près de dix ans (1935 à 1939 et 1946 à 1949), effectuées dans la plaine du Rhin et sur diverses collines sous-vosgiennes du Bas-Rhin.

⁽²⁾ Jardin botanique de la Faculté de Pharmacie de Strasbourg.

Les sujets à floraison précoce épanouissent leurs capitules dès le début de mai et les individus les premiers fleuris sont toujours unisexués femelles. Bientôt (deuxième moitié de mai) la floraison bat son plein, mais, dès le commencement du mois suivant, la fructification est déjà fort avancée. La plupart des akènes mûrissent vers la mi-juin et, à partir de ce moment, on assiste au déclin de l'activité reproductrice des plantes; au début de juillet les capitules se trouvent débarrassés de leurs akènes, les pédoncules et les bractées involucales sont desséchés, alors que le feuillage garde encore, pour un certain temps, son aspect habituel; mais aucune nouvelle ébauche de boutons floraux ne se remarque plus sur la plante. Cependant, vers la mi-juin, ces pieds qui semblaient parvenus au terme de leur cycle végétatif et reproducteur, rejettent de souche. Il y a formation de rosettes qui ne tardent pas à se développer en tiges fleuries et fructifères (juillet). Mais ces rejets n'atteignent pas les dimensions des appareils précédents et leur activité sexuelle, au lieu de se manifester pendant un laps de temps très court, se poursuit, quoiqu'à une allure ralentie, durant le reste de la saison: en octobre, à un moment de l'année où les pousses printanières sont flétries, ces rejets sont encore susceptibles de fleurir et de fructifier, adoptant ainsi un rythme qui se superpose sensiblement à celui des individus de la race à floraison tardive.

Quand les capitules des individus à floraison précoce sont en plein épanouissement (fin mai), les sujets à floraison tardive ne sont encore qu'à l'état de rosettes sans trace de tiges fleuries. Chez ces derniers, l'épanouissement des fleurs débute timidement (les individus les premiers fleuris sont encore unisexués femelles) les premiers jours de juin; la floraison n'affecte au début que l'un ou l'autre élément du lot, mais successivement, durant le reste du mois, elle s'étend à l'ensemble des pieds et, au début de juillet, tous les sujets sont en plein épanouissement. Floraison et fructification se poursuivent ensuite, au ralenti, tout l'été durant, jusqu'aux premières gelées et, en cela, les individus poussant sur sol non fumé, peu fertile, se sont avérés particulièrement prolifiques.

Bref, en culture, le comportement de ces deux races du *Knautia arvensis* est sensiblement ce qu'il est dans la nature. On ne peut pas ne pas être frappé par ce synchronisme minutieusement réglé qui amène les sujets de la race précoce à fructifier juste avant d'être éliminés par la faux. Tout se passe comme si l'homme, par une sélection inconsciente s'exerçant périodiquement depuis des millénaires, avait réussi à isoler une lignée dont le cycle reproducteur arrive à terme au moment précis de la fenaison. Dans ces formations artificielles que sont les prairies, où certaines espèces, sollicitées par l'homme, semblent vouloir adopter un nouveau genre de vie, nous voyons se produire des phénomènes analogues à ceux que nous constatons dans les régions inter-tropicales soumises à l'action des feux de brousse.

BIOLOGIE QUANTITATIVE. — *Étude de la sexualité des prothalles de Gymnogramme calomelanos cultivés in vitro sur le milieu de Knop normal.* Note de MM. IAROSLAV SOSSOUNTZOV et PIERRE DELAPORTE, présentée par M. Émile Borel.

Pour étudier la sexualité des prothalles de *Gymnogramme calomelanos* en culture aseptique sur le milieu de Knop normal glucosé à 2^e %, nous avons utilisé des cultures ayant subi sur ce milieu au moins cinq repiquages consécutifs, avec, comme substrat de culture, des flotteurs à ruban de verre ⁽¹⁾. A ce stade les cultures sont stabilisées et ne présentent, de repiquage à repiquage, que des variations négligeables ⁽²⁾.

Quarante-cinq jours après le repiquage, nous choisissons au hasard, dans l'ensemble des cultures, quelques-unes d'entre elles, pour prélever, sur leur face supérieure, un petit fragment prothallien constitué par des prothalles de dimensions très variables et facilement séparables les uns des autres. Il était possible, ainsi, d'étudier au microscope la sexualité (traduite par le nombre d'organes reproducteurs : anthéridies et archégonies) en fonction des dimensions linéaires des prothalles cordiformes (longueur et largeur), ces dernières étant indiquées par un micromètre oculaire étalonné. Ainsi avons-nous calculé, pour chacune des quatre variables précitées, la moyenne arithmétique m , l'écart-type σ et, entre les variables prises deux à deux, le coefficient de corrélation totale r . Ces valeurs figurent dans le tableau I, où X_1 représente le nombre d'anthéridies, X_2 le nombre d'archégonies, X_3 la longueur des prothalles, X_4 leur largeur et n le nombre total des prothalles observés. Nous avons aussi calculé les coefficients de corrélation multiple $R_{1,234}$ et $R_{2,134}$. On remarquera que les prothalles portent, en moyenne, plus d'anthéridies que d'archégonies et qu'ils sont plus longs que larges. Nous avons observé, par ailleurs, que ces quatre caractères ont une distribution de Gauss à quatre variables.

TABLEAU I.

	$m.$	$\sigma.$	r et $R.$	
X_1	$m_1 = 10,39$	$\sigma_1 = 5,12$	$r_{12} = +0,8518$	$r_{24} = +0,7965$
X_2	$m_2 = 4,17$	$\sigma_2 = 2,67$	$r_{13} = +0,7877$	$r_{34} = +0,5752$
X_3	$m_3 = 6,13$	$\sigma_3 = 3,90$	$r_{14} = +0,6180$	$R_{1,234} = +0,8875$
X_4	$m_4 = 4,67$	$\sigma_4 = 1,76$	$r_{23} = +0,7424$	$R_{2,134} = +0,9200$
			$n = 747.$	

(1) I. SOSSOUNTZOV, *C. R. Soc. Biol.*, 142, 1948, p. 192.

(2) I. SOSSOUNTZOV, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1634.

Il nous a paru intéressant ensuite de préciser les liaisons qui existent entre les variables en cherchant à connaître la part qui revient, dans la détermination d'une des quatre variables, aux trois autres prises isolément ou deux à deux. Nous avons mis à profit, pour cela, la méthode indiquée par S. Wright ⁽³⁾ et modifiée par P. Delaporte ⁽⁴⁾.

Prenant pour variable dépendante X_1 , on montre que les coefficients de corrélation satisfont aux trois relations

$$r_{1j} = p_{12}r_{j2} + p_{13}r_{j3} + p_{14}r_{j4} \quad (j = 2, 3, 4; r_{jj} = 1),$$

où p désigne un *coefficient d'influence* (*path coefficient* de S. Wright), c'est-à-dire un coefficient qui mesure, en écart-type de X_1 , la variation de X_1 correspondant à une variation d'un écart-type d'une des trois variables indépendantes. On a de même

$$1 = d_{12} + d_{13} + d_{14} + d_{1,23} + d_{1,24} + d_{1,34} + d_{10},$$

où $d_{12} = p_{12}^2$, ... et $d_{1,23} = 2p_{12}p_{13}r_{23}$, Les *coefficients de détermination* d_{12} , ..., ou $d_{1,23}$, ... représentent chacun la fraction de σ_1^2 attribuable seulement à X_1 , ... ou à X_2 et X_3 liés, sans pouvoir être imputée particulièrement à l'une des deux variables. Enfin d_{10} représente la fraction de σ_1^2 que ne peut expliquer la connaissance de X_2 , X_3 et X_4 . Si toutes les liaisons existent entre les variables, d_{10} est égal à $1 - R_{1,234}^2$.

Le deuxième tableau donne, dans sa moitié gauche, les valeurs de $p \pm \sigma_p$ et celles de d . On y note les valeurs particulièrement fortes de p_{12} et p_{13} . La valeur de $\sigma_{p_{14}}$ montre d'autre part que p_{14} diffère significativement de zéro; on ne peut donc dire que la connaissance de X_4 soit tout à fait inutile pour l'estimation de X_1 .

TABLEAU II.

Variable dépendante : X_1 .		Variable dépendante : X_2 .	
Variables indépendantes : X_2, X_3, X_4 .		Variables indépendantes : X_1, X_3, X_4 .	
$p \pm \sigma_p$.	d .	$p \pm \sigma_p$.	d .
$\left\{ \begin{array}{l} p_{12} = +0,7188 \pm 0,0432 \\ p_{13} = +0,3407 \pm 0,0282 \\ p_{14} = -0,1505 \pm 0,0285 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} d_{12} = +0,5166 \\ d_{13} = +0,1161 \\ d_{14} = +0,0227 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} p_{21} = +0,5192 \pm 0,0312 \\ p_{23} = +0,0893 \pm 0,0240 \\ p_{24} = +0,4243 \pm 0,0243 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} d_{21} = +0,2696 \\ d_{23} = +0,0080 \\ d_{24} = +0,1800 \end{array} \right\}$
$d_{1,23} = +0,3636$	$d_{1,24} = -0,1723$	$d_{2,13} = +0,0731$	$d_{2,14} = +0,2723$
$d_{1,34} = -0,0590$	$d_{10} = +0,2123$	$d_{2,34} = +0,0436$	$d_{20} = +0,1535$
Variables indépendantes : X_2, X_3 .		Variables indépendantes : X_1, X_4 .	
$\left\{ \begin{array}{l} p_{12} = +0,5948 \\ p_{13} = +0,3461 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} d_{12} = +0,1198 \\ d_{13} = +0,3539 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} p_{21} = +0,5817 \\ p_{24} = +0,4370 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} d_{21} = +0,3388 \\ d_{24} = +0,1910 \end{array} \right\}$
$d_{1,23} = +0,3057$	$d_{10} = +0,2207$	$d_{2,14} = +0,3142$	$d_{20} = +0,1555$

⁽³⁾ *J. Agr. Res.*, 20, 1921, p. 557; *Ann. Math. Statist.*, 5, 1934, p. 161.

⁽⁴⁾ *Biotypol.*, 6, 1938, p. 160.

Néanmoins, bien que r_{14} soit élevé ($+0,6180$), son importance est faible, puisque, si l'on ne conserve, comme variables indépendantes, que X_2 et X_3 , on accroît l'indétermination seulement de $22,07 - 21,23 = 0,84\%$ de la variance de X_1 . Dans la moitié droite du tableau 2, on note les valeurs élevées de p_{21} et p_{24} . Le surcroît d'indétermination obtenu en omettant X_3 n'est que de $0,24\%$ de σ_1^2 .

On voit donc, en conclusion, que la connaissance du nombre d'archéogones (X_2) et, à un degré moindre, de celle de la longueur des prothalles (X_3) ont une importance prépondérante dans l'estimation du nombre d'anthéridies (X_1). De même, pour l'estimation du nombre d'archéogones (X_2), il faut tenir compte surtout du nombre d'anthéridies (X_1), ainsi que de la largeur des prothalles (X_4).

PHARMACODYNAMIE. — *Action intestinale de la Boldine.*

Note (*) de M. JEAN DELOURME, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Si les effets hépatiques de la boldine ont pu être mis en évidence expérimentalement, tant sur l'Homme (1) que sur l'Animal (2), il n'en est pas de même de son action intestinale. Sur ce point, on sait seulement, et encore cela ne résulte-t-il que des expériences de Butterini (3), que la boldine manifeste sur l'intestin isolé une action inhibitrice.

Les expériences que nous avons pratiquées en employant la méthode du ballon sur le Chien anesthésié par le chloralose, nous ont permis de nous assurer que sur l'intestin *in situ*, la boldine révèle une activité inhibitrice qui se manifeste à la fois par une chute du tonus et par une diminution de l'amplitude des contractions intestinales aboutissant à l'arrêt total et prolongé du péristaltisme (*figure*, tracé supérieur).

Cette action inhibitrice relève-t-elle d'une excitation du système nerveux sympathique? A cette question nos essais permettent de répondre négativement. Raymond-Hamet (4) ayant découvert que la yohimbine exerce une action sympathicolytique non seulement sur le sympathique moteur, mais encore sur le sympathique inhibiteur, nous avons recherché si la boldine se montre encore intestino-inhibitrice sur le Chien qui a reçu une dose de yohimbine suffisante pour inverser l'action hypertensive et supprimer totalement les effets intestino-

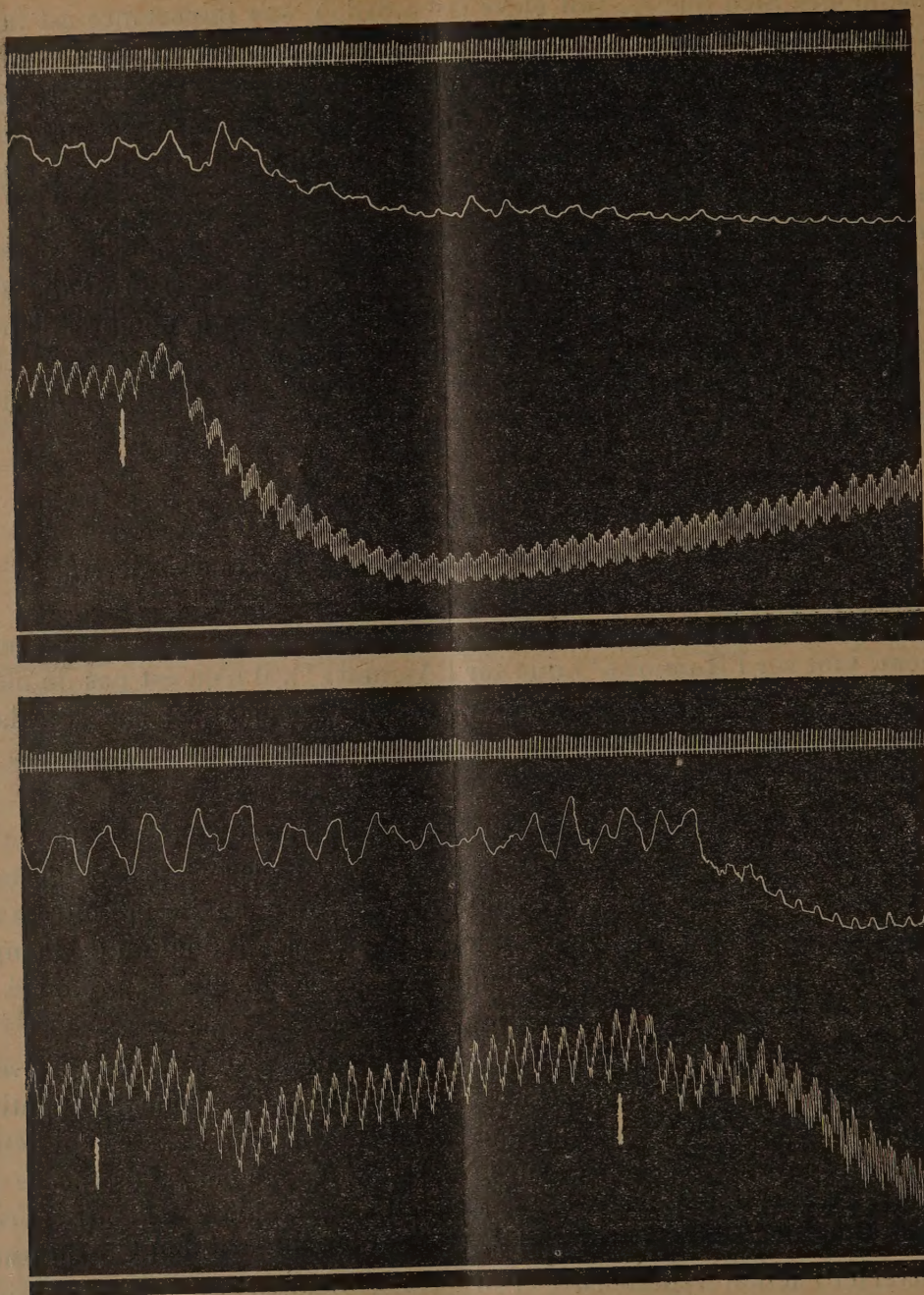
(*) Séance du 17 octobre 1949.

(1) E. v. BECK-WILDMANSTÄTTER, *Wien. med. Wochenschr.*, 1937, p. 1344.

(2) A. CHISTONI, *Arch. internat. de Pharmacodyn.*, 22, 1912, p. 343.

(3) *Boll. Soc. ital. Biol. sper.*, 13, 1940, p. 614.

(4) *Comptes rendus*, 183, 1927, p. 610.



Tracé supérieur et tracé inférieur. — Chiens anesthésiés par le chloralose (12^{mg} par kg), bivagotomisés au cou et soumis à la respiration artificielle. — De haut en bas : 1, temps par secondes; 2, entérogramme; 3, tensiogramme; 4, repère de la pression carotidienne, à 2^{cm} de Hg pour le tracé supérieur et à 4^{cm} de Hg pour le tracé inférieur. Tracés réduits de 30 %.

Tracé supérieur. — Chien de 8^{kg} . Au trait vertical, injection dans la saphène de 32^{mg} de boldine.

Tracé inférieur. — Chien de 11^{kg} ayant préalablement reçu dans les veines 22^{mg} de chlorhydrate de yohimbine. On a injecté dans la saphène, au 1^{er} trait vertical, $0^{\text{mg}},02$ d'adrénaline; au 2^{e} trait vertical, 44^{mg} de boldine.

inhibiteurs d'une dose moyenne d'adrénaline. Notre tracé inférieur montre très nettement que, dans ces conditions expérimentales, l'adrénaline a bien perdu son action intestino-inhibitrice et que la boldine a conservé la sienne.

On peut donc conclure que la boldine possède une action intestino-inhibitrice ne relevant pas d'une excitation du système nerveux sympathique.

A 15^h 45^m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^h 45^m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 17 octobre 1949.)

Note présentée le 3 octobre 1949, de MM. *Georges Delbart* et *Michel Ravery*, Contribution à l'étude de la relation entre la structure micrographique et la résistance au fluage. Influence de la charge :

Page 760, figure 1, *inverser* les lettres M et B à gauche, en face de l'ordonnée 15.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES D'OCTOBRE 1949 (*suite et fin*).

Colloquium Mathematicum. Vol. I. Fasc. 4 (pages 345-351). *Chronique. VI^e Congrès polonais de mathématique*. Varsovie, 1948; 1 feuillet 25^{cm}.

Fundamenta Mathematicæ. Extrait du Tome XXXVI. *Sur un problème de M. Lusin concernant les complémentaires analytiques. Sur les familles croissantes d'ensembles fermés. Sur l'opération $\lim_{y \rightarrow +\infty} \Phi(x, y)$. Sur une propriété des ensembles ordonnés. Sur la décomposition des espaces métriques en ensembles disjoints*, par WACLAW SIERPINSKI. Varsovie, Seminarium Matematyczne, 1949; 1 fasc. 24^{cm}.

Commentarii Mathematici Helvetici. Vol. XXII. Fasc. 4, 1949. *Sur une décomposition de la droite*, par WACLAW SIERPINSKI; 1 feuillet 23^{cm}.

Les Mycènes de Madagascar (Mycena, Corrugaria, Pterospora), par GEORGES MÉTROD; Paris, Au Muséum national d'histoire naturelle, Laboratoire de cryptogamie, 1949. 1 vol. 27^{cm} (présenté par M. R. Heim).

Haut Commissariat de la République française à Madagascar et dépendances. Publication du Service météorologique de Madagascar. N° 11. *L'inversion de l'alizé dans l'Océan Indien Sud-Ouest*, par JEAN EMON. Tananarive, Pitot de La Beaujardière, 1949; 1 vol. 24^{cm} (présenté par M. Ch. Maurain).

Streptomycin its Nature and Practical Application, by SELMAN A. WAKSMAN. Baltimore, The Williams et Wilkins, 1949; 1 vol. 24^{cm}.

Minnesfesten över Berzelius 20-22 september 1948. Stockholm, Almquist et Wiksells Boktryckeri Ab.; 1 fasc. 22^{cm}, 5.

Neue physik auf grundlage der Klassischen. Neue gesichtspunkte für die Wetterkunde, von F. LEIRI. Helsinki, Vertrieb durch Akateeminen Kirjakauppa, 1944 et 1946; 2 fasc. 25^{cm}.

Bulletin d'études et de recherches techniques. I. 1949. Bucarest, Institut de documentation. Bibliographie et Éditions techniques; 1 vol. 24^{cm}, 5.

Educational Leaflet Series. N° 1. New York State Museum; 1 feuillet 28^{cm}.

Union internationale des sciences biologiques. Série B. (Colloques). N° 3. *Sostanze interattive tra uova e spermatozoi e partenogenesi. Interaction entre l'œuf et le sperme et parthénogenèse*. Milano, 1948. Pubblicazione sussidiata dall' U.N.E.S.C.O. Paris, Secrétariat général de l'U.I.S.B., 1949; 1 vol. 24^{cm} (présenté par M. L. Fage).

Id. — N° 5. *Les bases scientifiques d'une organisation internationale pour la lutte biologique (The scientific bases of an international biological control organization)*. Stockholm, 1948. Publication ayant bénéficié d'une subvention de l'U.N.E.S.C.O. Paris, Secrétariat général de l'U.I.S.B., 1949; 1 vol. 24^{cm}.